



Etude des amplificateurs et lasers $1\ \mu\text{m}$ de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium

Sylvain Bordais

► To cite this version:

Sylvain Bordais. Etude des amplificateurs et lasers $1\ \mu\text{m}$ de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium. Physique [physics]. Université Rennes 1, 2002. Français. NNT : . tel-00002890

HAL Id: tel-00002890

<https://theses.hal.science/tel-00002890>

Submitted on 26 May 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Présentée devant

L'UNIVERSITE DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention : PHYSIQUE

par

Sylvain BORDAIS

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DE SCIENCES APPLIQUEES ET DE TECHNOLOGIES
LABORATOIRE D'OPTRONIQUE
ECOLE DOCTORALE PHYSIQUE ET MATERIAU
U.F.R. S.P.M.

Etude des amplificateurs et lasers 1 μ m de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium

Soutenue le 28 Juin 2002 devant la commission d'Examen :

F. SANCHEZ	Professeur à l'université d'Angers	Rapporteur
P-J. NACHER	Directeur de recherche à l'ENS Ulm	Rapporteur
P. GEORGES	Directeur de Recherche au CNRS à Orsay	Examineur
D. BAYART	Directeur de recherche à Alcatel Marcoussis	Examineur
M. POULAIN	Professeur à l'université de Rennes	Examineur
P. BESNARD	Maître de conférences à l'ENSSAT Lannion	Directeur de Thèse
M. Le FLOHIC	PDG de Keopsys à Lannion	Invité

Ce travail de thèse a été effectué au sein de la société Keopsys (Anciennement Optocom Innovation), en relation avec le laboratoire d'optronique (CNRS – UMR 6082) de Lannion de Décembre 1998 à Avril 2002.

Je tiens tout d'abord à remercier Pascal Besnard qui a encadré ce travail de thèse, réalisé en dehors du laboratoire de rattachement, et malgré mon planning professionnel parfois très chargé au sein de Keopsys.

Je remercie Marcel Poulain pour avoir accepté de présider le jury de thèse, et tous les membres du jury pour avoir porté un regard critique sur ce travail.

Je remercie Marc Le Flohic de sa confiance et d'avoir accepté d'effectuer ces travaux au sein de son entreprise.

Je remercie tout particulièrement Yves Jaouen qui m'a apporté son enthousiasme pour poursuivre et finir ce travail dans les moments parfois difficiles de cette jeune entreprise. Il a su créer une synergie dans toute l'équipe de Keopsys à laquelle j'ai profité.

Je remercie Pierre-Jean Nacher et Geneviève Tastevin de l'ENS d'avoir été à l'initiative d'une collaboration scientifique fructueuse. Je les remercie pour leurs remarques toujours pertinentes et de leur accueil chaleureux à l'ENS.

Je remercie Jean-Yves Allain pour son aide précieuse, sa méthodologie rigoureuse et son sens pratique aigüé.

Je remercie Sébastien Grot d'avoir assisté et poursuivi le travail que j'avais commencé sur les amplificateurs et lasers à 1 μm . Nous pouvons être fiers tous les deux et avec l'aide de l'ensemble de l'équipe R&D de Keopsys d'avoir mis sur le marché des amplificateurs et lasers innovants et complexes.

J'associe tous les salariés présents ou passés de Keopsys à la réussite de ce travail.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 Caractérisation passive des fibres dopées Ytterbium double gaine	7
I Introduction	7
II Eléments de spectroscopie de l'ion Ytterbium dans une matrice de silice	8
II-1 Les terres-rares et l'ion Ytterbium	8
II-2 Les niveaux d'énergie de l'ion libre – Notation spectroscopique	9
II-3 La matrice vitreuse de Silice	11
II-4 L'ion Ytterbium dans la matrice de silice	13
II-5 Les transferts d'énergie	19
II-6 La forme des spectres d'absorption et d'émission	21
II-7 Fabrication des fibres optiques dopées	23
III Caractérisation des fibres double gaine – Méthodes et résultats	25
III-1 Introduction	25
III-2 Le temps de vie de fluorescence	25
III-3 Les pertes passives	28
III-4 Les paramètres opto-géométriques de la fibre	29
III-5 Le gain et l'absorption des fibres double gaine dopées	37
III-6 La puissance de saturation	48
III-7 Tentative de mesure de la largeur homogène	50
III-8 Les effets de la température	51
IV Spécificité des fibres double gaine	54
IV-1 Introduction	54
IV-2 Le mélange de modes	54
IV-3 Autres spécificités des fibres double gaine	60
IV-3 Les techniques d'injection de la pompe	62
V Conclusion	71
Chapitre 2 Les amplificateurs 1 μm à fibre dopée Ytterbium double gaine	73
I Introduction	73
II Modélisation du milieu amplificateur basé sur les fibres double gaine	74
II-1 Introduction	74
II-2 Généralités sur les modèles théoriques existants	74
II-3 Présentation du modèle numérique de l'amplificateur fibré	81
II-4 Eléments d'analyse du comportement des amplificateurs	85
III Résultats expérimentaux	88
III-1 Introduction	88
III-2 Caractérisation d'une diode laser de puissance	88
III-3 Application à l'amplificateur de moyenne puissance	91
III-4 La source superfluorescente	99
III-5 Application à l'amplificateur de forte puissance	102
III-6 Influence des paramètres extrinsèques à la fibre	109
III-7 Influence des paramètres intrinsèques de la fibre	117
III-8 Analyse d'amplificateurs particuliers	120
IV Conclusion	128

Chapitre 3	Les lasers 1 μm à fibre dopée Ytterbium double gaine	131
I	Introduction	131
II	Modélisation des lasers à fibres	132
II-1	Introduction	132
II-2	Généralités sur les modèles théoriques existants	132
II-3	Présentation du modèle numérique du laser fibré Fabry-Pérot	135
II-4	Présentation des autres modèles classiques	139
II-5	Présentation du modèle du laser fibré en anneau	142
III	Résultats expérimentaux	143
III-1	Introduction	143
III-2	Le laser multimode à cavité Fabry-Pérot	143
III-3	Le laser à 1083 nm pour le pompage de l'hélium	152
III-4	Le laser en anneau à 1120 nm	177
III-5	Le laser à 1100 nm de 5 W	184
IV	Conclusion	187
	Conclusion générale	189
	Annexe A Caractérisation d'une fibre double gaine à maintien de polarisation	193
	Annexe B Description du modèle théorique des amplificateurs optiques à fibres double gaine	199
	Annexe C Effets non-linéaires (Brillouin et Kerr) dans les fibres	207
	Annexe D Modélisation de la réflectivité des réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres	211
	Bibliographie	213

Introduction

Historique et état de l'art des lasers et amplificateurs à fibre

Les lasers héritent de toutes les découvertes majeures faites à la fin du XIX^{ième} siècle et au début du XX^{ième} siècle. Ils représentent une synthèse de tous les travaux réalisés jusqu'alors. Le premier laser fut réalisé en 1960 par Maiman. C'était un laser à Rubis pompé par lampe flash et émettant à 694 nm.

L'histoire des lasers à fibre débute dès 1961 quand Snitzer [176] étudie la possibilité d'utiliser les fibres optiques dans le but de réaliser des cavités laser. Le premier laser de ce type fut réalisé par Koester et Snitzer en 1964 [177]. La fibre était fortement multimode et dopée aux ions néodyme. Le pompage s'effectuait par lampe flash et le laser émettait par impulsions à 1,06 μm . Peu de travaux furent publiés dans les deux décennies suivantes de par les difficultés technologiques liées à la fabrication des fibres optiques et à leur médiocre qualité. Notons cependant les travaux de Stone et Burrus en 1973 [178]. Ils furent les premiers à montrer l'effet laser dans une fibre silice pompée longitudinalement par une diode laser GaAs. Dans les années 1970, des avancées cruciales furent franchies avec les diodes laser InGaAs et InGaAsP [62]. D'autre part, beaucoup d'attention fut aussi portée sur les effets non-linéaires dans les fibres monomodes (Raman, Brillouin, Mélange à quatre ondes) [179, 182]. Ce n'est qu'en 1985, grâce aux travaux de Poole et de Payne [180] de l'université de Southampton que le processus de fabrication des fibres est mieux contrôlé (MCVD). Mears et al. [181] présentent alors le premier laser et le premier amplificateur basé sur une fibre monomode dopée erbium. Dès lors, les recherches s'accélérent et de nombreux lasers à fibre sont réalisés avec divers dopants (néodyme, erbium, thulium, holmium, praséodyme), couvrant une large gamme de longueurs d'onde. Mais c'est l'amplificateur dopé erbium pour les télécommunications optiques qui va servir de catalyseur à une multitude de résultats théoriques et de développements technologiques et commerciaux. Les travaux portèrent simultanément sur les diodes laser de pompage, sur les fibres optiques et sur les composants optiques (isolateurs, multiplexeurs, coupleurs ...). Depuis le milieu des années 1990, un regain d'intérêt fut porté sur l'amplification Raman pour remplacer ou pour compléter les amplificateurs à fibre dopée erbium [185].

Les diodes lasers connurent une étape majeure de leur développement en 1990 avec une puissance de 20 W et une durée de vie supérieure à 10000 h [62]. Aujourd'hui, des barreaux de diodes laser permettent d'atteindre des puissances de plusieurs kilowatts en continu.

Parallèlement, la fibre optique connut-elle aussi de nombreux développements. Snitzer et al. [61] en 1988, inventèrent la fibre double gaine permettant d'accroître les puissances de pompe injectées. Dans la même année, les fibres en verre fluoré ont permis, par conversion, d'atteindre des longueurs d'onde dans le visible. Dans les années 1990, les premières fibres multi-cœur sont développées au CNET à Lannion. En 1992 apparaissent les réseaux de Bragg inscrits dans la fibre optique et permettant le premier laser monomode tout fibré par Zyskind et al. [183]. Enfin, en 1996, la première fibre à cristaux photoniques voit le jour [24].

On voit donc que le développement des lasers à fibre est concomitant avec celui du secteur des télécommunications. En revanche, une autre classe de lasers, les lasers solides et les lasers microchip, continuent leur développement dans d'autres secteurs d'activités. Une grande variété de lasers solides émet dans la bande spectrale des 1 μm [2]. Le principal avantage réside dans la possibilité d'atteindre des puissances crêtes importantes. Cependant, pour obtenir des fortes puissances avec d'excellentes qualités de faisceau, il est nécessaire de disposer de systèmes très sophistiqués pour compenser les effets induits par la température.

Généralement, la puissance de sortie n'est d'ailleurs pas réglable sur toute la gamme à cause de ce problème.

Aujourd'hui, l'industrie des télécommunications a permis de disposer d'un très grand nombre de composants dans la bande spectrale de 1,5 μm et des développements toujours plus poussés vers une plus grande intégration et de plus fortes puissances. Cet élan fait aussi le bénéfice des lasers à 1 μm bien que dans une moindre mesure. Alors que les lasers à fibre monomode dopée ne dépassent pas les 0,5 W, les lasers à fibres double gaine permettent de dépasser la dizaine de watts. Les lasers à fibre sont maintenant devenus une alternative possible aux lasers solides dans une certaine gamme de puissance. Le faisceau de sortie possède une parfaite symétrie (Le faisceau est monomode transverse). L'existence de nombreux composants fibrés et les techniques de soudure permettent de construire des cavités de faibles pertes et donc de grande efficacité. Les appareils deviennent peu encombrants et légers. Le marché des télécommunications a fait chuter les coûts des diodes lasers de puissance, ce qui rend compétitif les lasers à fibre avec un certain nombre de lasers solides. Les fibres silices sont d'excellentes candidates pour l'obtention de lasers à fibre de forte puissance pour deux raisons principales. Tout d'abord, elles ont un seuil de dommage élevé, enfin, le grand rapport surface/volume donne une très bonne dissipation thermique. Ainsi depuis plusieurs années on observe un accroissement important des puissances continues extraites. On passe de 10 W en 1995 [139], à 110 W en 1999 [175] pour un laser Ytterbium multimode continu. Des résultats importants montrent qu'il est possible d'obtenir des lasers de plusieurs watts polarisés [118]. D'autre part, le marché des télécommunications voit émerger des amplificateurs optiques commercialisés de plus de 1 W de puissance de saturation, plats sur les bandes C ou L [93].

L'énergie disponible reste cependant limitée (de l'ordre du $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ pour une fibre monomode classique et de l'ordre du mJ/cm^2 pour une fibre multimode ou dopée en anneau [154]) pour rivaliser avec les fortes puissances crêtes des lasers solides ($\sim \text{J}/\text{cm}^2$). Ainsi un laser à fibre de 100 kW de puissance crête et des impulsions de l'ordre de la nanoseconde à 1,06 μm a déjà été développé [166]. Des impulsions aussi courtes que 670 fs ont été obtenues avec un laser Ytterbium double gaine en modes bloqués [156].

Les champs d'application des amplificateurs et lasers à fibre Ytterbium de puissance peuvent être classés en deux catégories :

Les applications scientifiques (le refroidissement des atomes, l'interférométrie, la spectroscopie, le médical, la détection neutronique, les lidars pour la détection de gaz et l'étude de l'atmosphère, le doublage, triplage ou quadruplage de fréquence, la fusion inertielle)

Les applications industrielles (les télécommunications, la détection à distance, le test de composants, les gyroscopes, le pompage d'autres amplificateurs ou lasers à fibre ou à cristaux, les télécommunications en espace libre, les télécommunications inter-satellite [135], l'usinage et le traitement des matériaux, le spectacle et les arts graphiques, l'holographie, la contre-mesure, la reprographie)

Présentation de la thèse

Cette thèse présente les travaux effectués pour développer et optimiser des amplificateurs et lasers à fibre de fortes puissances émettant en continu dans le domaine spectral 1 μm . L'obtention de fortes puissances nécessite l'utilisation de la technologie des fibres double gaine à laquelle nous avons associé une technique innovante d'injection de la pompe. Les dopants permettant l'émission à 1 μm sont l'Ytterbium, le Néodyme et le Praséodyme. Nous avons porté notre choix sur les fibres dopées Ytterbium car elles présentent de grandes potentialités dans ce domaine de longueurs d'onde. En l'occurrence, l'Ytterbium de par sa simplicité de structure en niveau d'énergie possède des rendements lasers élevés ($> 70\%$) [137]. De plus, sa forte absorption à 977 nm en fait un candidat privilégié car elle permet l'utilisation des diodes lasers de puissance bon marché du secteur des télécommunications. Les fibres double gaine sont devenues incontournables pour extraire des puissances supérieures à la centaine de milliwatts. Leur conception est devenue aisée pour les divers fabricants de fibres et leur disponibilité s'est fortement accrue. La réalisation d'un modèle numérique permettra d'étendre l'analyse aux lasers erbium ou erbium-ytterbium à base de fibres double gaine.

Le premier objectif est de développer un modèle permettant de simuler le fonctionnement des amplificateurs et lasers à fibre à base de fibres double gaine. Le second objectif est de donner les paramètres principaux entrant dans la conception des amplificateurs et lasers fibrés double gaine Ytterbium. Il permettra d'argumenter sur l'incidence de tel ou tel paramètre intrinsèque ou extrinsèque à la fibre sur les performances obtenues. Il permettra en outre d'adapter plus finement les caractéristiques des composants utilisés. Nous chercherons les contraintes imposées par le milieu et les incidences sur les structures envisagées. Le troisième objectif est de donner l'origine des instabilités observées dans certains lasers. Ce travail doit être le point de départ à la conception de structures plus complexes permettant d'étendre au maximum le champ d'application de ces lasers (Lasers de puissance à 980 nm, Lasers ou amplificateurs de 100 W, Lasers à 1,25 μm , Lasers à 1,50 μm ...). En l'occurrence, il doit faire apparaître les potentialités en terme de génération d'impulsions.

Un objectif sous-jacent est le développement de deux lasers spécifiques :

- un laser multimode émettant dans une enveloppe spectrale de 2 GHz.
- un laser multimode de pompage d'un résonateur Raman à fibre.

Cette thèse s'articule autour de trois chapitres :

Le premier chapitre traite de la caractérisation passive de la fibre. Il permettra d'obtenir tous les paramètres en jeu dans le fonctionnement des amplificateurs et lasers continus. Nous présenterons les caractéristiques spectroscopiques de l'ion Ytterbium isolé ainsi que celles dans une matrice de silice. Nous donnerons ensuite les résultats de caractérisation optique de deux fibres utilisées. Nous donnerons les méthodes de mesure et les incertitudes mesurées. Ces données seront utilisées dans le modèle numérique. Nous discuterons ensuite de certaines spécificités associées aux fibres double gaine, et en particulier, nous présenterons quelques résultats issus d'un modèle numérique de tracé de rayon développé en vue de montrer l'incidence de la forme de la gaine sur le mélange de mode. Enfin, nous présenterons les contraintes associées au couplage dans une fibre double gaine. Les principales techniques d'injection seront présentées et nous ferons une étude comparative des rendements de couplage obtenus.

Le second chapitre traite des amplificateurs. Il permettra de caractériser et d'optimiser les performances du milieu amplificateur dans le cas d'un régime de pompage continu et d'amplification de signaux continus. Nous présenterons les principales hypothèses conduisant à la conception d'un modèle numérique, et en l'occurrence celles introduites par le principe de pompage par la gaine. Nous donnerons une série de résultats expérimentaux permettant de valider le modèle pour des amplificateurs de 1 W de puissance de saturation. Nous donnerons les résultats obtenus dans le cas d'amplificateurs de plus fortes puissances de saturation. Nous mettrons l'accent sur les effets limitatifs du Brillouin généré. Enfin, nous présenterons les paramètres permettant d'optimiser le fonctionnement de l'amplificateur et les structures à double étage.

Le troisième chapitre traite des lasers. Nous commencerons par présenter les hypothèses conduisant à la conception d'un modèle numérique. Nous présenterons les autres modèles les plus utilisés. Nous présenterons les résultats d'un laser en cavité Fabry-Pérot de 1 W. Cela permettra de valider le modèle. Nous aborderons ensuite l'optimisation des réflectivités des miroirs de la cavité, de la longueur de fibre etc.... Nous présenterons le développement d'un laser multimode à 1083 nm pour le pompage optique de l'hélium. Nous présenterons les effets des divers paramètres sur la largeur d'enveloppe mesurée. Nous confronterons les résultats au modèle numérique du laser multimode utilisé. Nous aborderons l'étude des instabilités observées et l'analyse de leurs origines. Nous continuerons par présenter les résultats théoriques et expérimentaux d'un laser en anneau. Deux structures différentes (avec et sans filtre intra-cavité) seront analysées. L'objectif étant de concevoir, cette fois, un laser monomode longitudinal accordable. Enfin, nous présenterons les résultats d'une étude menant à la conception d'un laser pour le pompage d'un résonateur Raman.

Principe du pompage par la gaine

Dans un laser à fibre conventionnel, un cœur monomode de quelques micromètres est entouré d'une gaine de plus faible indice de quelques centaines de micromètre. La lumière est guidée dans le cœur dopé. Le faisceau de pompe issue d'une diode laser est couplé dans le cœur de la fibre, ce qui impose une limitation majeure en terme de puissance maximale pouvant être introduite. La raison est que, pour avoir un bon couplage dans le cœur monomode de la fibre, la zone active de la diode laser doit être monomode elle aussi. Or, la puissance maximale de ces diodes est limitée par le seuil de dommage du matériau semiconducteur et ne s'élève qu'à quelques centaines de milliwatts. De plus, le rendement de couplage ne s'élève typiquement qu'à environ 60 % à cause de l'astigmatisme du faisceau issu de la diode laser et des sévères tolérances d'alignements.

Il y a plusieurs années, Snitzer et ses collègues [61] ont donné une solution élégante à ce problème. Ils ont utilisé, ce qu'on appelle maintenant, des fibres double gaine (Double Clad Fiber). Elles consistent en un cœur monomode entouré par une première gaine de faible indice de réfraction de quelques dizaines à quelques centaines de micromètres elle-même entourée d'une seconde gaine de plus faible indice encore. La première gaine est alors un guide d'onde fortement multimode. Seul le cœur est dopé avec des terres rares. La pompe est, à présent, couplée dans la première gaine et non dans le cœur. Au cours de sa propagation dans cette gaine, la lumière de pompe distribuée sur un grand nombre de modes transverses va recouvrir spatialement le cœur dopé pour y être absorbé. De par le grand rapport entre la gaine et le cœur (10 à 100), et de par sa plus grande ouverture numérique, il devient possible d'y injecter

une grande partie de la puissance émise par une diode laser de grande surface d'émission. A la différence des diodes monomodes, une diode laser de grande surface d'émission peut délivrer de très grandes puissances (100 W) mais présente en contre-partie une mauvaise distribution spatiale de lumière ce qui les rend inutilisables pour l'injection dans un cœur de fibre monomode. Une fibre double gaine agit donc comme un convertisseur de qualité de faisceau : elle convertit la faible directivité des diodes laser multimode de puissance en lumière laser monomode de grande directivité. Un autre atout réside dans la facilité technologique à aligner les deux composants (la fibre et la diode).

En revanche, les longueurs de fibres à utiliser sont fortement accrues. En effet, le recouvrement spatial entre la pompe et les dopants est faible et la puissance absorbée par unité de longueur est faible comparé au pompage direct dans le cœur. Il est nécessaire d'utiliser une longueur de fibre pour exciter le même nombre d'atomes d'autant plus grande que le rapport gaine/cœur est grand lui aussi. Dans le cas d'un milieu à quatre niveaux, l'absorption à partir du niveau fondamental est presque nulle et l'accroissement de la longueur de fibre n'engendre pas de pertes substantielles dues à l'absorption. En revanche, dans le cas d'un milieu à trois niveaux, il y a une forte augmentation des pertes par absorption. De ce fait, les seuils laser seront bien plus faibles pour un milieu à quatre niveaux comparé à un milieu à trois niveaux. Les fibres double gaine sont plutôt recommandées pour les systèmes à quatre niveaux.

Le recouvrement du faisceau de pompe avec les dopants dépend de la forme et des symétries présentes de la gaine. Pour améliorer l'absorption, différentes méthodes ont été utilisées : décentrage du cœur de la gaine [61], accroissement du dopage dans le cœur. De très fortes concentrations sont possibles en ajoutant des co-dopants particuliers. Cependant, des phénomènes d'extinction vont limiter la quantité de dopants introduite. La solution maintenant utilisée consiste à supprimer le caractère circulaire de la gaine et d'introduire des symétries particulières [41-44].

Dans le cas des amplificateurs et lasers de forte puissance, le rendement global électro-optique est un paramètre fondamental à optimiser pour réduire la complexité, le poids et le coût des appareils. Un des points critiques réside dans la technique de pompage utilisée. Plusieurs techniques de couplage de la diode laser avec la fibre double gaine sont apparues. La première technique consiste à injecter la pompe longitudinalement par l'extrémité de la fibre [58]. Depuis, sont apparues d'autres techniques basées sur la technologie toute fibrée et reposant sur le couplage de modes entre fibres fusionnées [48]. Celles-ci nécessitent de coupler, tout d'abord, la diode laser dans une fibre multimode et de coupler celle-ci dans la fibre double gaine. Une autre technique injecte la pompe par le côté de la fibre grâce à un prisme [45]. Une technique innovante développée à Keopsys permet de combiner ces deux actions en un seul composant [47].

CHAPITRE 1

Caractérisation passive des fibres dopées Ytterbium double gaine

I Introduction

Ce chapitre présente les résultats relatifs à la caractérisation passive des fibres optiques double gaine dopées que nous avons utilisé. L'objectif est de mesurer toutes les grandeurs nécessaires à la modélisation des amplificateurs et des lasers fibrés qui sera développée dans les chapitres 2 et 3.

Le paragraphe II donnera les éléments fondamentaux de spectroscopie des terres-rares, et plus précisément de l'ion Ytterbium. Nous décrirons le moyen de connaître les niveaux d'énergies lorsque l'ion Ytterbium est introduit dans une matrice vitreuse de silice. Nous aborderons les interactions radiatives, non-radiatives et leur probabilité, ainsi que les autres types d'interactions possibles susceptibles de se manifester. Enfin, nous donnerons quelques informations sur la fabrication des fibres optiques.

Le paragraphe III présentera les principales grandeurs caractérisant les fibres optiques dopées. Nous donnerons les méthodes et les résultats des mesures effectuées. Nous commencerons avec les grandeurs opto-géométriques communes à toutes les fibres, puis avec les mesures d'absorption et de gain des fibres dopées. Enfin, nous aborderons l'effet de la température.

Le paragraphe IV présentera les spécificités des fibres double gaine. Tout d'abord, nous parlerons du mélange de modes et de son optimisation, puis du guidage du signal dans la gaine. Enfin, nous décrirons les techniques de couplage existantes pour injecter la puissance de pompe dans la gaine des fibres double gaine.

II Eléments de spectroscopie de l'ion Ytterbium dans une matrice de Silice

II – 1 Les terres-rares et l'ion Ytterbium

L'Ytterbium (Noté Yb) de numéro atomique $Z = 70$ fait partie de la famille des terres-rares ou Lanthanides, qui sont les 15 éléments de numéro atomique allant de 57 pour le lanthane à 71 pour le lutécium. Les lanthanides se caractérisent par le remplissage progressif de la couche interne 4f, après celui des couches externes 5s, 5p et 6s, contrairement aux autres atomes répertoriés. Ces atomes ont la même structure électronique des couches extérieures 5s² 5p⁶ 6s² qui sont pleines, et présentent donc des propriétés chimiques analogues. Leurs propriétés optiques quant à elles sont déterminées par le nombre d'électrons occupant la couche interne 4f : de 0 pour le lanthane à 14 pour le lutécium ainsi que la couche 5d pour le Gadolinium et le Lutécium. Les lanthanides s'ionisent généralement sous forme trivalente avec la perte des deux électrons de la couche 6s et d'un électron de la couche 4f, les couches 5s et 5p restant intactes. La configuration électronique dans l'état trivalent correspond à celle du Xenon au repos, à laquelle viennent s'ajouter de 0 à 14 électrons sur la couche 4f. Dans cet état trivalent, les lanthanides possèdent de nombreuses transitions radiatives dans le visible et l'infrarouge. Les propriétés optiques de ces ions dépendent donc de la configuration électronique de leur couche interne 4f, protégée partiellement de l'extérieur par les couches pleines 5s et 5p qui forment un écran vis-à-vis de la matrice hôte. Ils sont par conséquent peu sensibles aux perturbations externes.

Numéro atomique	Elément	Symbole	Configuration au repos	Configuration dans l'état trivalent
57	Lanthane	La	[Xe] (4f0 5d1 6s2)	[Xe] (4f0)
58	Cérium	Ce	[Xe] (4f1 5d1 6s2)	[Xe] (4f1)
59	Praséodyme	Pr	[Xe] (4f3 6s2)	[Xe] (4f3)
60	Néodyme	Nd	[Xe] (4f4 6s2)	[Xe] (4f4)
61	Prométhium	Pm	[Xe] (4f5 6s2)	[Xe] (4f5)
62	Samarium	Sm	[Xe] (4f6 6s2)	[Xe] (4f6)
63	Europium	Eu	[Xe] (4f7 6s2)	[Xe] (4f7)
64	Gadolinium	Gd	[Xe] (4f7 5d1 6s2)	[Xe] (4f7)
65	Terbium	Tb	[Xe] (4f9 6s2)	[Xe] (4f9)
66	Dysprosium	Dy	[Xe] (4f10 6s2)	[Xe] (4f10)
67	Holmium	Ho	[Xe] (4f11 6s2)	[Xe] (4f11)
68	Erbium	Er	[Xe] (4f12 6s2)	[Xe] (4f12)
69	Thulium	Tm	[Xe] (4f13 6s2)	[Xe] (4f13)
70	Ytterbium	Yb	[Xe] (4f14 6s2)	[Xe] (4f14)
71	Lutécium	Lu	[Xe] (4f14 5d1 6s2)	[Xe] (4f14)

Tableau II-1 : Structure électronique des terres rares ou Lanthanides
Configuration électronique du Xenon : [Xe] = 1s² 2s² 2p⁶ 3s² 3p⁶ 3d¹⁰ 4s² 4p⁴ 4d¹⁰ 5s² 5p⁶

	K			L			M			N				O				P		
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d			
Yb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6			2					
Yb ³⁺	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6								

Tableau II-2 : Configuration électronique de l'atome et de l'ion Ytterbium

II – 2 Les niveaux d'énergie de l'ion libre – Notations spectroscopiques

La position des niveaux d'énergie et leur recensement peuvent être déterminés par le calcul. Connaissant la configuration électronique décrivant pour chaque électron de l'ion à quelle couche et sous-couche il appartient, il est possible de recenser tous les niveaux d'énergie de l'ion de terre rare [1].

Les niveaux d'énergie des terres-rares correspondent à la configuration électronique de la couche 4f, et leur désignation est faite, par convention, selon les propriétés du moment angulaire de leurs atomes ou ions. Ainsi, un ion présent sur un niveau d'énergie désigné par $^{2S+1}L_J$ aura un spin S, un moment angulaire total J, et un moment angulaire orbital L représenté par les lettres S, P, D, F, G, H, I K... correspondant à L = 0, 1, 2 ... respectivement. Cette configuration dans laquelle chaque niveau est caractérisé par le triplet (L, S, J) est celle dite du couplage Russel-Saunders ou couplage LS. En effet, chaque atome dans cette représentation est doté d'un moment angulaire total J résultant de la somme vectorielle du moment angulaire orbital L et du moment angulaire de spin S de tous les électrons le constituant :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (1-1)$$

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad (1-2)$$

$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad (1-3)$$

$$\vec{J} = \sum_i \vec{L} + \vec{S} \quad (1-4)$$

$$\text{d'où} \quad |L-S| \leq J \leq |L+S| \quad (1-5)$$

Pour l'Ytterbium, les valeurs de L et S sont L = 3 et S = 1/2.

Les termes L-S correspondant à la configuration $4f^3$ sont donc: $^2F_{5/2}$ et $^2F_{7/2}$.

Le niveau fondamental est déterminé par les règles de Hund, soit le niveau $^2F_{7/2}$.

Connaissant les niveaux présents dans leur notation spectroscopique habituelle, il est nécessaire de calculer les niveaux d'énergie. En l'occurrence pour l'ytterbium, il n'y en a donc que deux, le niveau $^2F_{5/2}$ et $^2F_{7/2}$.

Pour ce faire, il est nécessaire de résoudre l'équation de Schrödinger :

$$H \Psi = E \Psi \quad (1-6)$$

où Ψ est la fonction d'onde associée à l'atome, E est l'énergie du niveau et H est l'Hamiltonien d'interaction. (Ψ et E sont les vecteurs et valeurs propres). Cette équation n'est pas encore résoluble analytiquement, on effectue des approximations. L'approximation dite du « champ central » décrit chaque électron comme gravitant de manière indépendante autour du noyau et soumis à un champ central qui est la moyenne des champs du noyau et du nuage électronique environnant. Dans ce cas, tous les états répertoriés ci-dessus sont dégénérés (les niveaux d'énergie sont indépendants des nombres L, S et J). Pour lever la dégénérescence, il est nécessaire de faire intervenir les interactions entre les électrons et les interactions entre les moments angulaires de spin et orbitaux. On ajoute à l'Hamiltonien caractérisant le champ central [2] :

- L'Hamiltonien H_{e-e} décrivant les interactions entre électrons. Il va lever la dégénérescence entre L et S.
- L'Hamiltonien H_{s-o} décrivant les interactions entre les moments angulaires de spin et orbitaux des électrons. Il lèvera la dégénérescence en J.

$$H_{\text{tot}} = H_0 + H_{e-e} + H_{s-o} \quad (1-7)$$

On pourrait théoriquement pousser plus finement la description de l'atome en considérant d'autres types d'interactions, par exemple, le couplage entre les moments angulaires orbitaux, et les interactions hyper-fines dans le noyau. Cependant, la finesse de la description n'est pas justifiée au vu de la complexité des calculs surtout quand l'atome sera considéré dans une matrice vitreuse ou cristalline.

Les Hamiltoniens H_{e-e} et H_{s-o} sont introduits comme perturbation. Ceci est valable dans le cas des terres-rares du fait de l'écrantage décrit précédemment. Suivant le type d'atome, les Hamiltoniens H_{e-e} et H_{s-o} sont considérés comme perturbation au 1^{er} ordre ou au 2nd ordre.

- Si $H_{s-o} \ll H_{e-e}$ On parle de couplage L-S (Diagramme II-2)
C'est le cas de l'Ytterbium.
Les nombres L, S, et J sont de « bons nombres quantiques » c'est à dire définissant complètement un état quantique.
- Si $H_{e-e} \ll H_{s-o}$ On parle de couplage j-j
Seul J est un bon nombre quantique.
- Si $H_{s-o} \sim H_{e-e}$ On parle de couplage intermédiaire
J est toujours un bon nombre quantique

On obtient alors les niveaux d'énergie de l'ion isolé (Diagramme II-1).



Diagramme II-1 : Niveaux d'énergie de l'ion ytterbium isolé

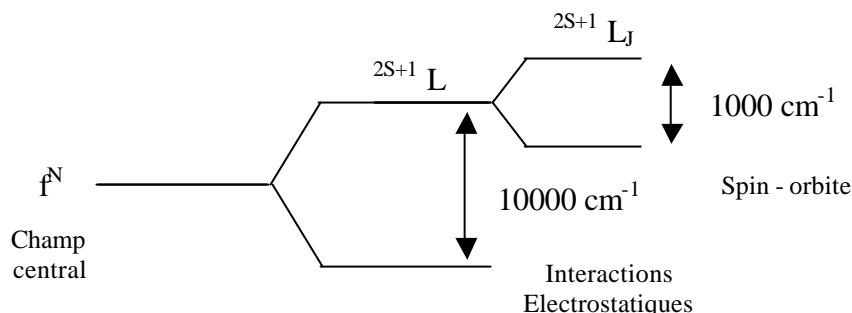


Diagramme II-2 : Représentation schématique des levées de dégénérescence dues aux interactions électrostatiques et au couplage spin-orbite.

II – 3 La matrice vitreuse de silice

Un verre est constitué d'ions que l'on classe en formateurs et modificateurs (Tableau II-3).

L'unité élémentaire du réseau est constituée de formateurs. Dans le cas de la fibre Silice, les formateurs sont des tétraèdres de SiO_4 (ou BeF_4 pour les verres fluorés). La désignation de la matrice est donnée suivant le type de formateurs la constituant (exemple : matrice Germano-Silicate). De nombreux interstices peuvent recevoir des ions modificateurs, y compris les terres rares.

Les modificateurs sont introduits en faible quantité dans la matrice. Ils vont donner au verre ses caractéristiques majeures. Les ions dopants ou co-dopants sont des modificateurs. Le terme co-dopant est associé à des ions-dopants adjoint à l'ion dopant principal. Les concentrations de dopants ou co-dopants varient de quelques ppm¹ poids à quelques 10000 ppm poids. La structure du verre est souvent complexe car faisant intervenir de nombreux ions distribués aléatoirement dans la matrice. Une représentation simple est toutefois donnée sur le diagramme II-3.

Nous utiliserons, dans les paragraphes, suivants la notion de sections efficaces. Ce sont des variables macroscopiques liées au nombre de dopants subissant une transition par rapport au nombre de dopants totaux dans le milieu. Elles permettent aussi de relier les probabilités de transitions à des mesures d'absorption.

Il est alors à noter que la section efficace est augmentée en utilisant plusieurs formateurs plutôt qu'un seul [3]. Dans certains cas (transitions hypersensibles), c'est la perte de symétrie due à un environnement complexe de modificateurs autour de l'ion dopant qui augmente les sections efficaces d'émission, tandis que la concentration en modificateur n'apporte pas d'effets significatifs [3].

Type de formateurs généralement utilisés	Type de modificateurs généralement utilisés
P^{5+} , Si^{4+} , Ge^{4+} , Nd^{5+} , B^{3+} , Al, F	MgO, CaO, SrO, ZnO, BaO, K ₂ O, terres rares

Tableau II-3 Types de formateurs et modificateurs généralement utilisés

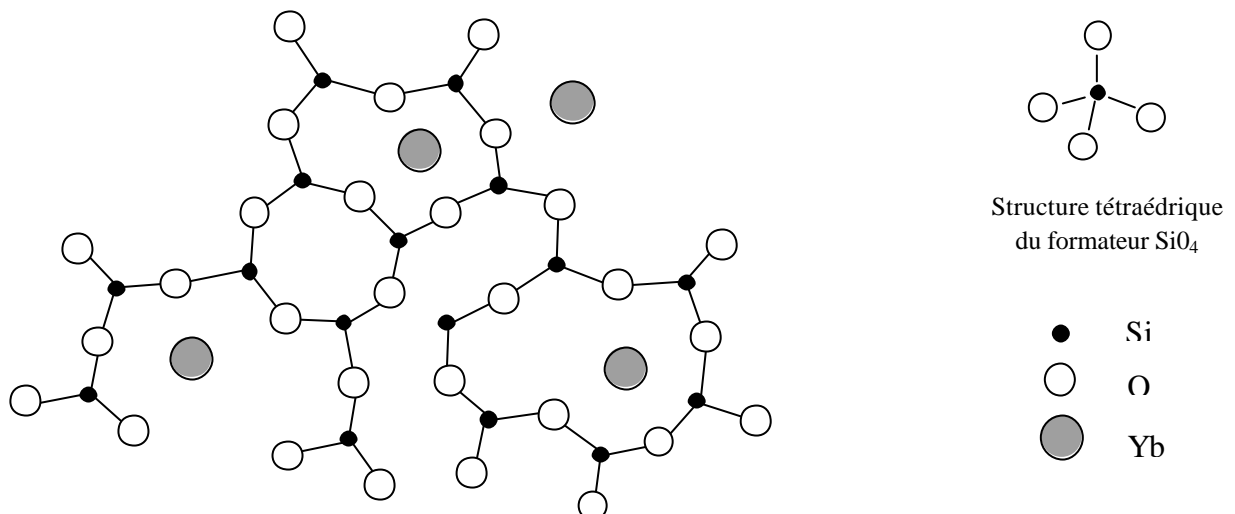


Diagramme II-3 : Représentation à 2 dimensions de la structure d'un verre de type silicate dopé Yb

¹ Parties par million

La structure du verre est responsable de la plus ou moins grande facilité d'incorporation des modificateurs comme des propriétés spectroscopiques (sections efficaces ...)
Avec la température, la matrice de verre subit des vibrations générant des niveaux de vibration. Les particules associées sont appelées phonons. Des valeurs importantes à connaître sont les énergies des phonons dans la matrice considérée [184]:

$E_{\text{phonon}} =$	1300 cm^{-1}	dans la Silice + Phosphore
$E_{\text{phonon}} =$	1100 cm^{-1}	dans la Silice
$E_{\text{phonon}} =$	900 cm^{-1}	dans la Silice + Germanium
$E_{\text{phonon}} =$	500 cm^{-1}	dans le verre fluoré

Liste des modificateurs ou co-dopants couramment introduits et de leurs propriétés
(Tableau II-1):

Le Germanium :

Il est destiné à augmenter l'indice du milieu. Il sert donc à ajuster l'ouverture numérique (O.N.). Il est aussi introduit pour favoriser la photo-inscription de réseaux de Bragg par photo-sensibilisation.

L'Aluminium :

Il est destiné à favoriser l'introduction de dopants dans la matrice vitreuse et donc à augmenter la densité de dopant et l'absorption. Il est particulièrement utilisé pour réduire la formation d'agrégats dans les fibres Er [18]. La contrepartie est une plus grande difficulté lors de la soudure avec d'autres fibres.

Il est aussi destiné à atténuer les pics de l'émission spontanée de l'ion et modifie donc fortement la forme du spectre de fluorescence de la fibre [19], en particulier en l'élargissant. Il vient aussi augmenter l'indice.

Le Bore :

Il est destiné à diminuer l'indice du milieu.

Le Fluor :

Il est aussi destiné à diminuer l'indice du milieu. Son effet est plus important que le Bore. Il est généralement placé dans la gaine entourant le cœur ou dans la seconde gaine des fibres double gaine lorsque celle-ci est en verre.

Le Lanthane :

Il favorise aussi l'introduction de dopants dans la matrice vitreuse et donc augmente leur densité et l'absorption.

Le Phosphore :

Il est souvent destiné à améliorer l'introduction de co-dopants particuliers. Il agit comme un adaptateur de la maille cristalline locale permettant la liaison avec la matrice environnante.

Initialement, le phosphore était introduit dans les fibres dopées Er car la disponibilité des DL de pompe permettaient le pompage à 1064 nm.

Il modifie complètement le spectre d'absorption et d'émission [19]. Il vient aussi augmenter l'indice du milieu mais pas autant que le Germanium.

Le Néodyme :

Son introduction est destinée à permettre le transfert d'énergie avec l'Ytterbium. Cela permet d'utiliser d'autres bandes d'absorptions que celles de l'Ytterbium (par exemple 808nm ...). On le trouve donc pour les ampli Er :Yb : Nd .

L'Ytterbium :

L'Ytterbium lui-même est un co-dopant possible pour une variété d'ions et en particulier pour l'Er [70]. Celui-ci joue alors le rôle de sensibilisateur, c'est-à-dire qu'il améliore l'aptitude à capter l'énergie de la pompe, pour le transférer à l'Er. La pratique semble indiquer que le codopage à l'Yb améliore le transfert d'énergie si des ions de phosphore sont aussi inclus dans la matrice, ceux-ci limitent alors le transfert inverse de l'Er vers l'Yb dû à l'importance du temps de vie du niveau $^4I_{11/2}$ de l'Er. On trouve aussi l'Ytterbium comme sensibilisateur dans les fibres dopées Tm^{3+} , ou Ho^{3+} [66].

Propriété	Type de modificateur introduit
Modifie l'indice du milieu	Ge, Al, P * B, F **
Améliore la photo-inscription	Ge
Lisse le spectre	Al, P
Améliore le transfert d'énergie	Nd, Yb
Diminue les pertes passives [65]	Al
Diminue la formation d'agrégats	Al

* Augmente l'indice
** Diminue l'indice

Tableau II-4 : Effets des modificateurs introduits dans la fibre

Notons que les pertes passives semblent aussi augmenter de façon spectaculaire lorsque la concentration en Yb dépasse un certain seuil (0,6 mole% pour l'Yb dans une fibre Silice/Germanium ou Silice/Aluminium/Phosphore) [19]. D'autre part, l'introduction du phosphore ou du germanium semble aussi dépendre étroitement de celui de l'aluminium[19]. Enfin, la photo-inscription dans les fibres est améliorée en chargeant la fibre par de l'hydrogène [169].

II – 4 L'ion Ytterbium dans la matrice de silice :

II-4-1 L'effet Stark :

La matrice vitreuse constitue l'environnement de l'ion et va modifier sa structure spectrale. On effectue la même approche que précédemment, en ajoutant un Hamiltonien d'interaction avec le champ cristallin aux Hamiltoniens existants. L'ion est plongé dans un champ qui va lever la dégénérescence de ses niveaux par effet Stark.

Un état $^{2S+1}L_J$ sera dégénéré en $g = J+1/2$ sous-niveaux dans le cas d'une transition purement dipolaire électrique (Règles de Kramer) et $g = 2J+1$ pour une transition purement dipolaire magnétique. (doublets de Kramers). En général, l'environnement de l'ion fait que nous avons $g = 2J+1$ sous-niveaux. La position des sous-niveaux Stark n'est pas calculable, et seules des mesures d'absorption et d'émission à basse température permettent d'avoir une estimation (Diagramme II-4). Pour l'Ytterbium, le niveau supérieur est donc dégénéré en 3 sous-niveaux et le niveau inférieur en 4 sous-niveaux. L'écart entre les sous-niveaux inférieurs est de 400 à

600 cm⁻¹ et de 600 à 800 cm⁻¹ pour le niveau supérieur dans une matrice de Germano-silicate [4], alors qu'il est plutôt de 100 à 200 cm⁻¹ et 200 à 350 cm⁻¹ pour une matrice Fluorophosphate [5] ou de Silicate [6] et 150 à 300 cm⁻¹ et 350 cm⁻¹ pour une matrice Germanophospho-Silicate [7].

			Energie (cm ⁻¹)			
			Ge:Si	F:Po	Si	Si:Ge:Po
² F _{5/2}	g	_____	11630	10811	10990	11000
	f	_____	11000	10460	10505	
	e	_____	10260	10256	10255	10250
² F _{7/2}	d	_____	1490	375	640	900
	c	_____	1060	365	450	650
	b	_____	600	196	305	
	a	_____	0	0	0	0

Diagramme II-4 : Niveaux d'énergie de l'ion ytterbium dans sa matrice de silice

A température ambiante, les populations des niveaux se répartiront plus ou moins sur les sous-niveaux (processus de thermalisation). Cette répartition est donnée par la relation de Boltzmann suivante [8]:

$$N_{nm} = \frac{\exp\left[-(E_m - E_1)/k_B T\right]}{\sum_{m=1}^{g_n} \exp\left[-(E_m - E_1)/k_B T\right]} \overline{N}_n \quad (1-8)$$

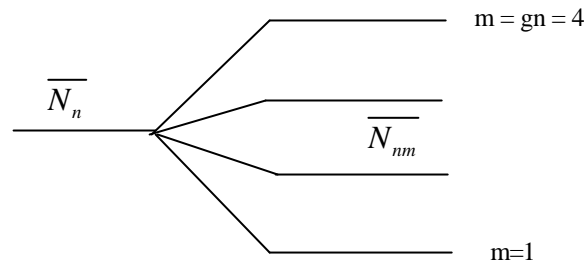


Diagramme II-5 : Indices utilisés

Pour l'Ytterbium à température ambiante, et en considérant une matrice germano-silicate, nous avons calculé la répartition des sous-niveaux (Diagramme II-6)

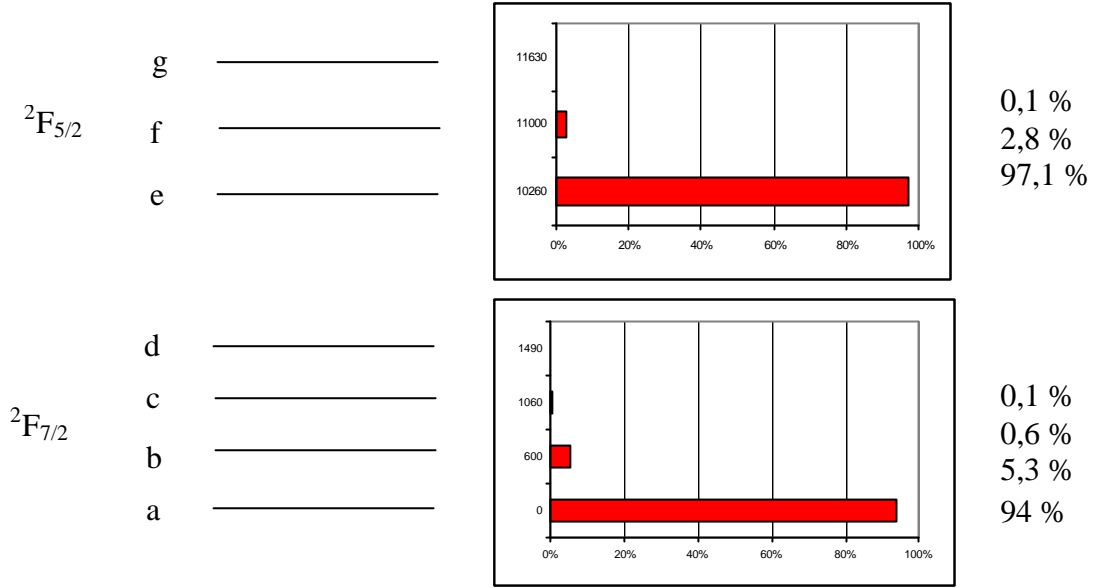


Diagramme II-6 : Répartition des populations sur les niveaux Stark à T° ambiante

A la différence de l'Er [8], nous voyons que le processus de thermalisation ne conduit pas à l'égalisation des populations sur chaque sous-niveau, mais que les sous-niveaux les plus inférieurs sont les plus peuplés.

II-4-2 Les probabilités de transition :

La mécanique quantique permet théoriquement de calculer les probabilités de transition radiatives[9, 8, 2]. A une grandeur physique est associée un opérateur ou observable A et à un système physique est associé un vecteur $|\Psi\rangle$ dans l'espace des états. La probabilité d'observation de l'observable sera donnée par la moyenne de la projection de celui-ci sur une base de l'espace des états :

$$\langle A \rangle_{\Psi} = \langle \Psi | A | \Psi \rangle \quad (1-8)$$

Les transitions radiatives dipolaires électriques (DE) et dipolaires magnétiques (DM) sont les plus probables dans ce type d'atome (Les transitions multipolaires électriques ou magnétiques l'étant moins).

Les probabilités de transitions radiatives correspondant à l'une ou à l'autre des transitions peuvent être calculées à travers les éléments de la matrice de l'opérateur Hamiltonien pris entre l'état initial et l'état final.

La théorie développée par Judd et Ofelt en 1962 [10,74] permet de résoudre le problème. La force d'oscillateur S_{ed} d'une transition DE entre les niveaux $|\Psi_i\rangle = {}^{2S+1}L_J$ et $|\Psi_f\rangle = {}^{2S'+1}L'_{J'}$ est donnée par :

$$S_{ed} = \frac{1}{e^2} \left| \langle \Psi_f | H_{ed} | \Psi_i \rangle \right|^2 = \sum_k \Omega_k \left| \langle f^N g^S L' J' | U^{(k)} | f^N g^S L J \rangle \right|^2 \quad (1-9)$$

H_{ed} est l'Hamiltonien dipolaire électrique. Les $U^{(k)}$ sont les composantes de l'opérateur tensoriel réduit reflétant l'approximation du couplage intermédiaire. Les valeurs de $U^{(k)}$ sont constantes et indépendantes de la matrice vitreuse, et ses valeurs sont tabulées. Les Ω_k sont les coefficients reflétant les effets de la matrice cristalline, des fonctions d'ondes électroniques, et des séparations entre niveaux d'énergie. Ces trois paramètres (Ω_k pour $k=2, 4, 6$) sont les paramètres de Judd-Ofelt qui traduisent phénoménologiquement l'influence de la matrice hôte sur les probabilités de transition radiatives. Elles sont déterminées empiriquement par comparaison de la force d'oscillateur avec les résultats expérimentaux.

Les probabilités de transitions DE sont alors reliées à la force d'oscillateur par :

$$A_{S'LJ',SLJ}^{de} = \frac{64p^2 n}{3h\langle I \rangle^3} \frac{c_{de}}{2J'+1} S_{de} \quad (1-10)$$

avec $\chi_{de} = (n^2+2)^2/9$ un facteur de correction du champ

Dans le cas de l' Yb^{3+} dans le verre, il n'y a qu'une transition 4f-4f, et donc une insuffisance de données pour déterminer les trois paramètres Ω_k . Ils peuvent être extrapolés de ceux des ions Lanthanides trivalents, mais les incertitudes liées à cette extrapolation et leur dépendance avec la composition de la matrice rendent leur détermination très incertaine. C'est pourquoi la relation suivante est utilisée car elle estime la force d'oscillateur à partir des mesures de sections efficaces d'absorption.

$$S_{de} = \frac{3hcn}{8p^3 e^2 \langle I \rangle} \frac{2J+1}{c_{de}} \int_{spectre} s_a(I) dI \quad (1-11)$$

Ce qui permet finalement de relier la probabilité de transition aux sections efficaces par :

$$\int_{spectre} s_a(I) dI = \frac{2J'+1}{2J+1} \frac{\langle I \rangle^4}{8pn^2 c} A_{S'LJ',SLJ}^{de} \quad (1-12)$$

Les règles de Laporte n'autorisent les transitions DE (Opérateur impair) qu'entre des niveaux de parités opposées alors qu'elles doivent être de parités identiques pour les transitions DM (Opérateur pair). En fait, la symétrie du champ environnant l'ion fixe le type de transition. Dans un champ non centro-symétrique vis-à-vis de l'ion, les transitions DE sont prédominantes. En effet, le mélange des états électroniques lève les contraintes sur les parités prévues par Laporte. Or, l'ion se trouve dans un environnement complexe n'ayant pas de symétrie simple [3]. Dans ce cas, il est difficile de connaître la contribution exacte des transitions DE et DM.

Certains auteurs ont montré que les sections efficaces sont supérieures pour les borates ou phosphates qu'avec les silicates ou fluors [11]. D'autre part, la forme des spectres d'absorption et d'émission et les valeurs respectives des pics dépendent étroitement de la composition de la matrice [11]. En particulier, les matrices majoritairement au Phosphore sont très caractéristiques [77].

Il existe aussi des transitions non radiatives, c'est-à-dire interagissant avec les phonons de la matrice vitreuse. Celles-ci sont reliées au temps de vie non radiatif. Plusieurs méthodes permettent de connaître ces temps de vie non-radiatif [8].

II-4-3 Mesure du temps de vie de fluorescence et calcul du temps de vie radiatif théorique :

Le temps de vie mesuré expérimentalement (τ_{obs}) est, en fait, la combinaison d'un processus de dé-excitation radiatif des populations des niveaux (τ_{rad}), et d'un processus de dé-excitation non radiatif à travers le réseau (τ_{NR}). Le taux de dé-excitation non radiatif peut donc se mettre sous la forme :

$$A_{NR} = \frac{1}{t_{obs}} - \frac{1}{t_{rad}} \quad (1-13)$$

τ_{rad} est normalement calculable par Judd-Ofelt par :

$$A_{tot}^{rad} = \frac{1}{t_{rad}^{SLJ}} = \sum_{SLJ} A_{S'L'J',SLJ}^{de} \quad (1-14)$$

Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, la théorie de Judd-Ofelt ne permet pas, pour l'Ytterbium, d'estimer les forces d'oscillateur. De plus, les sections efficaces ne sont pas connues par avance. Aussi, cette méthode n'est pas envisageable dans notre cas.

Autre calcul du temps de vie non radiatif :

En considérant la statistique (de Bose-Einstein) d'occupation des modes de phonons entre deux niveaux d'énergie considérés et leur variation avec la température, il est possible d'obtenir une estimation du temps de vie non radiatif entre les niveaux i et j par la relation suivante [173]:

$$A_{ij}^{NR}(T, p) = C(n(T) + 1)^p * \exp(-\alpha * \Delta E) \quad (1-15)$$

avec : $n(T) = \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{k_B T}) - 1}$ représentant le nombre moyen de phonons (issue de la

statistique de Bose Einstein d'occupation des niveaux en fonction de la température).

$p = \frac{\Delta E}{h\nu}$ représente le nombre de phonons nécessaire pour franchir la transition

C, α , $h\nu$ (énergie des phonons) dépendent du milieu (Silice, Phosphate ...)

Matrice	C (s ⁻¹)	α (cm)	$h\nu$ (cm ⁻¹)	1/A _{ed} ^{NR} (s ⁻¹)	1/A _{ab} ^{NR} (ps)
Silice	1,4 10 ¹²	4,7 10 ⁻³	1100	5 10 ⁵	11,5
Phosphate	5,4 10 ¹²	4,7 10 ⁻³	1200	1 10 ⁵	3
Bore	2,9 10 ¹²	3,8 10 ⁻³	1400	3 10 ⁵	6
Germanium	3,4 10 ¹⁰	4,9 10 ⁻³	900	2 10 ⁵	4

Tableau II-5 : Paramètres C, α et $h\nu$ pour différentes matrices [174] et temps de vie non radiatif théorique de la transition b-a et e-d

Le temps de vie radiatif :

En reprenant la relation (1) et le résultat précédent pour la transition e-d, nous pouvons admettre que le temps de vie de fluorescence mesuré est pratiquement équivalent au temps de vie radiatif. Nous ne ferons donc pas de différence lors de la mesure. Le temps de vie non radiatif entre les sous-niveaux Stark est d'environ 11 ps.

II-4-4 L'élargissement spectral :

Il faut distinguer l'élargissement de type homogène de l'élargissement de type non-homogène.

L'élargissement homogène a plusieurs causes :

- la durée de vie finie des niveaux
- l'interaction avec les phonons de la matrice
- le couplage dipolaire
- l'interaction avec le champ électromagnétique (élargissement radiatif)

L'élargissement d'un atome seul dû à la durée de vie finie des niveaux i et j s'exprime par :

$$\Delta \omega_{ij} = A_i + A_j \quad (1-16)$$

$$A_i = A^R_i + A^{NR}_i \quad (1-17)$$

Les durées de vies radiatives et non radiatives doivent être calculées par les équations 1-14 et 1-15. L'élargissement homogène dépend fortement de la température, et est caractérisé par une forme de raie lorentzienne. Des méthodes expérimentales permettent de la mesurer. Deux d'entre elles sont souvent citées dans la littérature, il s'agit de la méthode FLN (Fluorescence Line Narrowing) et SHB (Spectral Hole Burning) [83]. Nous essaierons de la mettre en évidence par SHB.

L'élargissement non homogène a plusieurs causes :

- effet Stark
- aspect statistique des sites environnants l'ion

L'élargissement non homogène est peu dépendant de la température et est caractérisé par une forme de raie gaussienne.

Dans les verres, l'écartement entre les sous-niveaux Stark est du même ordre de grandeur que les phonons de la matrice. De ce fait, les transitions entre deux ensembles de sous-niveaux ne sont pas clairement résolues et donnent lieu à des bandes de fluorescence assez larges (à la différence des matrices cristallines où les phonons sont de l'ordre de 1 à 10 GHz).

En raison de distances inter-atomiques différentes, de charges effectives des ions environnants différentes ou de la présence d'un deuxième ion de terre rare plus ou moins proche, le potentiel local diffère d'un site à l'autre et les niveaux d'énergie sont sensiblement différents d'un ion à l'autre (Diagramme II-7). L'énergie d'un sous-niveau Stark se trouve alors distribuée continûment (selon une gaussienne) autour d'une énergie moyenne, et les largeurs homogènes résultantes se répartissent autour d'une fréquence centrale. Ces sites, dont les fréquences centrales des transitions diffèrent, sont appelés sites absolus. La largeur de la gaussienne est appelée largeur non homogène.

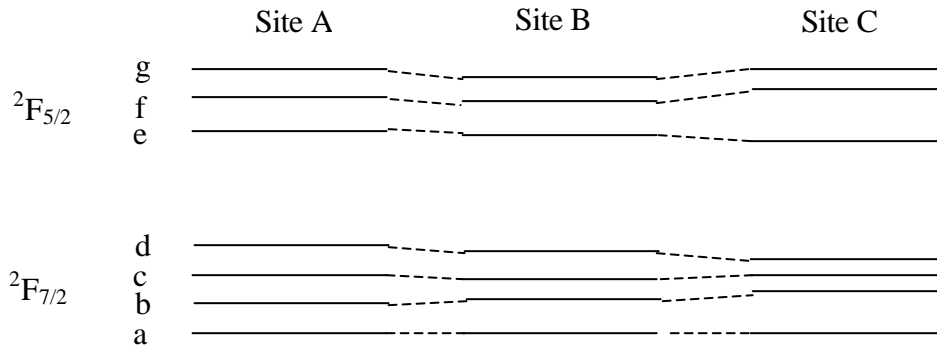


Diagramme II-7 : Aspect statistique des sites environnants l'ion.

Pour l'Erbium à température ambiante, la largeur homogène est de l'ordre de 3 nm et la largeur non-homogène de 8 à 11 nm [83]. Nous n'avons aucune donnée sur la largeur homogène pour l'Ytterbium. Certains auteurs donnent cependant à l'Ytterbium dans la silice un caractère fortement homogène [22], ce qui est compréhensible au vu des niveaux d'énergie présents. Un très fort élargissement non homogène a cependant été observé à 976 nm [7] pour certaines fibres. Il est attribué à la présence de centres colorés ou impuretés. En fait, l'origine de cet effet n'a pas encore été clairement démontrée. Cependant, il faut garder à l'esprit qu'il peut être à l'origine d'une perte de puissance de pompe à cette longueur d'onde, et qu'il est alors préférable de déplacer l'émission de la pompe vers les plus petites longueurs d'onde.

II – 5 Les transferts d'énergie :

Certains auteurs ont émis l'hypothèse de plusieurs autres types d'interactions amenant un transfert d'énergie[13,14]. Parmi celles-ci, nous décrirons la luminescence coopérative, l'extinction par relaxation croisée et l'extinction par migration d'énergie.

II-5-1 La luminescence coopérative (Cooperative upconversion) :

Cet effet a été étudié dans les cristaux et les verres massifs. Il correspond à l'émission d'un photon suite à l'interaction entre deux ions proches. Il est difficilement mesurable dans les matériaux massifs à cause des faibles densités de puissance. En revanche, la fibre permet de part les fortes densités de puissance dans le cœur (1 à 100 W/cm²), de les observer relativement facilement (seuil de quelques mW). Elle aboutit à l'émission dans le bleu et le vert lorsqu'elle est pompée dans le proche infrarouge. Nous voyons effectivement, à l'œil nu, une forte luminescence dans le verre lorsque les fibres sont pompées.

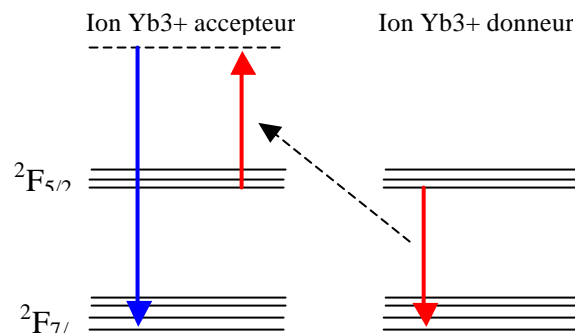


Diagramme II-8 : La luminescence coopérative

Une tentative d'explication qualitative et quantitative a été faite [7,12] et montre que cet effet est décelable même avec des concentrations faibles (85 ppm molaire ou 15 ppm poids dans SiO₂) et ne dépend ni de l'ESA générée ni de la température. Le spectre s'étend de 480 nm à 575 nm. Il correspond à la convolution du spectre de fluorescence infra-rouge par lui-même. L'émission spontanée infra-rouge est 10⁶ fois plus importante que la puissance générée dans le visible. Même avec des fibres dopées à plus de 10000 ppm, ces effets sont très faibles.

II-5-2 L'extinction par relaxation croisée (Cross-relaxation) :

Les fortes densités de dopants peuvent conduire à la création d'agrégats (« cluster ») d'ions inter-agissant fortement entre eux, car très proches [153, 17]. Dans ce cas, un des ions transfère son énergie au second sans participer à l'émission stimulée et constitue donc une perte d'énergie globale pour le système. Ce phénomène est facilement détectable par la non-saturation de la transmission de la pompe à 980 nm pour l'Er (la concentration en paire d'ions peut aussi être mesurée au % près par cette méthode [15]). Ce phénomène est à l'origine de comportements dynamiques particuliers dans l'Erbium [16].

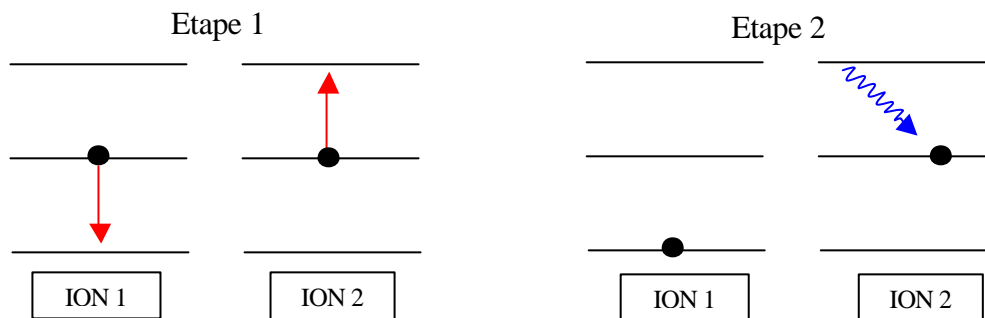


Diagramme II-9 : L'extinction par relaxation croisée.

Dans le cas de l'Ytterbium, malgré des concentrations parfois très importantes (> 10000 ppm), ces phénomènes n'ont pas été mis en évidence de manière claire. Certains auteurs ont tout de même attribué à de l'extinction certains phénomènes de diminution du temps de vie avec la concentration [20]. J. Kirchhof [19] trouve une extinction dans une fibre de Silice, Aluminium et Phosphore à partir de 0,8 mole % d'Yb. En fait, la présence de deux types de sites peut être à l'origine d'une extinction et d'une diminution du temps de vie [6]. Le risque d'un tel phénomène augmente avec la concentration.

II-5-3 Extinction par migration d'énergie (resonant energy migration ou self trapping) [2] :

Des échanges d'énergie ont toutefois été mis en évidence. Ils s'effectuent par migration d'un ion vers un autre [20]. Ce phénomène aussi appelé « Self trapping » est un processus de réabsorption radiative. Dans l'Ytterbium, c'est à 977 nm qu'elle a lieu. Ce phénomène est important aussi pour les fibres Er:Yb et il a été montré, dans ce cas, que le transfert se fait d'autant mieux que le rapport de concentration entre l'Er et l'Yb respecte certaines proportions et donc que l'énergie est véhiculée jusqu'aux ions [21].

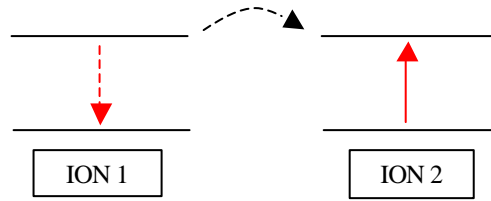


Diagramme II-10 : L'extinction par migration d'énergie.

Remarques :

Aucune absorption par états excités n'est possible avec l'Ytterbium à la différence de l'Erbium [8].

II – 6 La forme des spectres d'absorption et d'émission :

En représentant toutes les transitions possibles d'absorption et d'émission entre tous les sous-niveaux Stark (Diagramme II-11) et en les comparant aux spectres observés (Figure II-1), cela nous donne un aperçu des transitions les plus probables.

Matrice de Germano-Silicate [22]

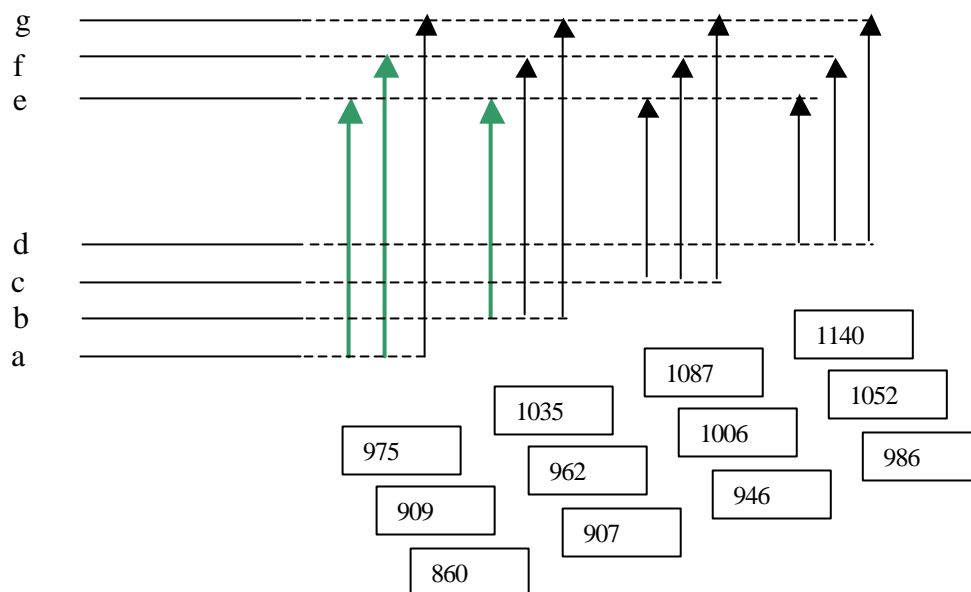


Diagramme II-11 : Niveaux d'énergie de l'Yb dans une matrice germano-silicate.

Il apparaît que seule la transition $^2F_{5/2} > ^2F_{7/2}$ (974 – 978 nm) est vraiment résolue. Les autres transitions sont brouillées par un fort élargissement homogène et non-homogène. Ceci est caractéristique des verres dopés, à la différence des cristaux dopés comme le Nd :YAG.

La transition a – e (975 nm) forme un système équivalent à 3 niveaux. Le changement de pente vers 1050 nm correspond à la transition d - f. A partir de cette longueur d'onde, le

système va se rapprocher de plus en plus d'un système à quatre niveaux. Il en est de même pour les transitions c - e (1087 nm) et d - e (1140 nm). Lors d'un pompage à 975 nm, les ions vont émettre suivant e - d, e - c, e - b et e - a, c'est-à-dire à 975, 1035, 1083 et 1140 nm. On parle de système quasi quatre niveaux car dépendant aussi du degré de thermalisation.

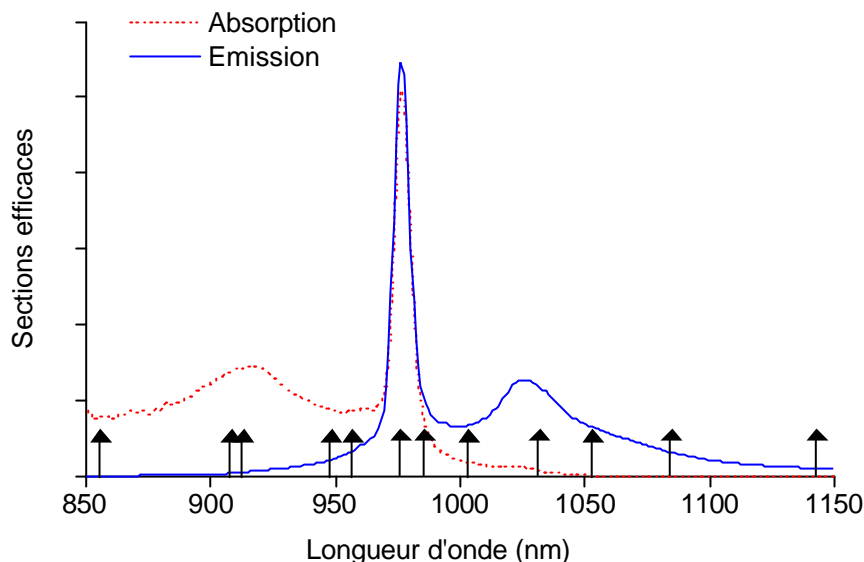


Figure II-1 : Sections efficaces d'émission et d'absorption dans une matrice germano-silicate [22]

Le spectre d'absorption possède deux pics. Le premier est très large (environ 60 nm) et se situe vers 917 nm. Cela permettra d'utiliser les diodes lasers à 920 nm en InGaAs qui sont disponibles commercialement pour pomper le milieu. Les avantages de pomper à cette longueur d'onde sont d'une part, la possibilité d'amplifier à 975 nm et, d'autre part, de supprimer l'asservissement en température des diodes lasers (la variation de la longueur d'onde en température est d'environ 0,3 nm/°C, ce qui donne une plage de 70 °C).

Le second pic est à 977 nm et d'une largeur d'environ 5 à 10 nm. Là encore, la disponibilité des diodes laser à 975 ou 980 nm en InGaAs permet de pomper le milieu. L'absorption est très importante à cette longueur d'onde, ce qui est un atout majeur pour diminuer les longueurs de fibres dopées (Voir Chapitre 2). C'est pourquoi l'utilisation de l'Ytterbium comme co-dopant à l'Er permet d'augmenter considérablement l'efficacité des amplificateurs composés uniquement d'Er. L'absorption existe encore significativement entre 1000 et 1080 nm. Cela rend possible le pompage à 1064 nm provenant, par exemple, d'un laser fibré Néodyme. Enfin, l'absorption est aussi possible à 840 nm avec des diodes de puissance GaAlAs disponible commercialement.

Le spectre d'émission possède également deux pics. Le premier est de largeur identique au pic d'absorption à 977 nm et centré sur la même longueur d'onde. La section efficace d'émission est identique à celle d'absorption sur cette figure. En fait, des variations de quelques pourcents sont possibles. Nous verrons comment estimer le rapport entre les deux dans le prochain paragraphe. Le second pic est très large lui aussi et sensiblement symétrique à celui d'absorption. Il est centré environ à 1025 nm et d'environ 40 nm de largeur. Le rapport entre les pics à 977 nm et 1025 nm est d'environ 4 pour une telle fibre, alors qu'il n'est que de 3 pour une fibre co-dopée au phosphore [19]. Dans ce dernier cas, le creux à 1000 nm est moins prononcé aussi. L'émission décroît lentement à partir de cette valeur avec un changement de pente à 1050 et 1100 nm.

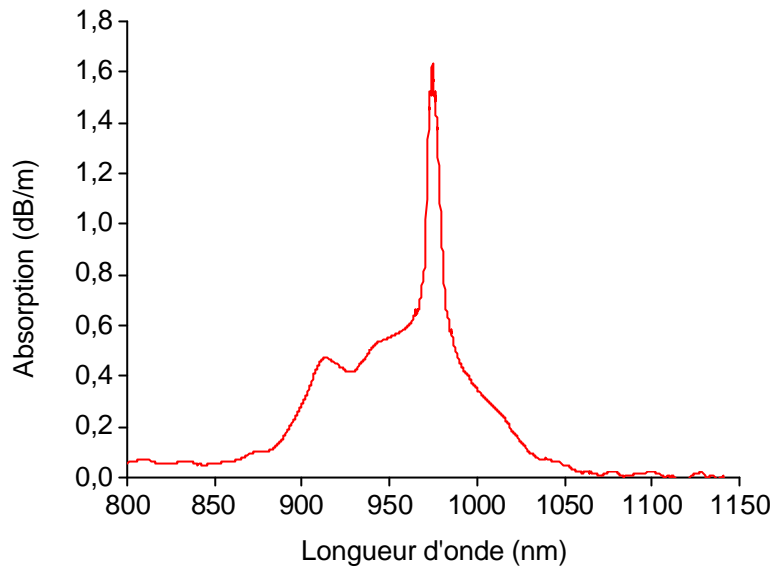


Figure II-2 : Sections efficaces d'absorption dans une matrice phospho-silicate

Une bosse à 945 nm vient combler la partie entre le pic secondaire à 917 nm et le pic principal. Celui-ci est à 975 nm soit 2 nm inférieur à la matrice Germano-Silicate. On peut montrer que la forme du spectre entre 900 et 970 nm est liée à la présence ou non d'Aluminium ou de Germanium ainsi qu'à leur concentration [77]. Le pic principal à 975 nm est beaucoup plus fin que pour l'Ytterbium seul (~ 2 nm au lieu de 8 nm). Un autre point important à noter est le creux à 925 nm. Les diodes laser de puissance possèdent généralement une forte disparité sur leur longueur d'onde centrale d'émission. La différence relative avec le second pic à 917 nm est d'environ 20 %, ce qui a une incidence non négligeable sur la longueur optimale de fibre dopée lorsque la longueur d'onde centrale de la diode laser de pompage n'est pas bien choisie.

II – 7 Fabrication des fibres optiques dopées :

La fibre optique est obtenue par tirage d'une préforme près de son point de fusion. La technique de réalisation suppose une homothétie des dimensions géométriques, des concentrations et des profils de dopants entre la fibre et la préforme. La fabrication d'une préforme est différente dans le cas d'une fibre silice et verre fluorée.

Préforme en silice :

Trois méthodes de fabrication existent afin de créer la préforme [23]. Les techniques VAD (Vapor Axial Deposition) et OVD (Outside Vapor Deposition) reposent sur le principe d'hydrogénation de vapeur de SiCl_4 , la technique MCVD (Modified Vapor Deposition) repose sur une méthode d'oxydation tandis que la méthode par Sol-gel repose sur des réactions avec de la silice en suspension. La première méthode va entraîner une forte incorporation d'ions OH dans la fibre. Dans la technique MCVD, on chauffe les gaz réactifs dans un tube de silice de grande qualité tournant autour de son axe. Par déplacement en passes successives du chalumeau dont la température est contrôlée, on dispose des couches dont on peut varier l'indice par addition de co-dopants particuliers. On obtient un tube creux que l'on

trempe dans une solution de terre-rare. Le tube est ensuite séché sous un gaz siccatif (Cl_2 ou SF_6). Le cœur est vitrifié à 1800°C et la préforme est chauffée plus fortement pour obtenir un rétreint. Lors de cette dernière opération, il se produit une diffusion du Germanium qui provoque la formation d'un trou dans le profil d'indice et de dopage. La méthode de trempage du tube poreux dans la solution de terre-rare (technique de dopage en solution [71]) ne permet pas de déterminer la quantité exacte d'ions de terre-rare se déposant dans le tube.

Préforme en verre fluoré :

La méthode est beaucoup plus simple que pour la silice. Les différents composants du verre sont pesés, mélangés et fusionnés. Dans un premier temps, le verre de gaine optique est fondu et déposé dans un moule. Puis le verre de cœur d'indice plus élevé contenant les ions de terre-rare est déposé à son tour.

Fibres double gaine :

La seconde gaine doit avoir un indice inférieur à la première gaine pour assurer le guidage de la pompe. Elle est généralement en verre ou en polymère (Silicone ou Teflon). Les polymères possèdent un indice plus faible que le verre, ce qui permet d'augmenter substantiellement l'O.N (jusqu'à 0,4 voire 0,6) de la gaine (critère fondamental pour optimiser le couplage avec la pompe). Les gaines en verre sont généralement dopées au Fluor pour diminuer l'indice, ce qui permet d'atteindre des O.N d'environ 0,22. La limitation du dopage au Fluor est le facteur limitant. La première gaine, quant à elle, peut être dopée au Germanium afin d'augmenter substantiellement son indice par rapport au cœur. La dégradation de la seconde gaine dans le temps fut longtemps un problème majeur conduisant à une sérieuse limitation de l'utilisation de ces fibres dans des systèmes télécom. Il est, à présent, résolu par les fabricants.

Fibres PM :

Dans le cas de fibres PANDA, on va percer la préforme pour y inclure des barreaux de stress. D'autres techniques découpent une partie externe de la préforme afin de modifier la géométrie du cœur lors du fibrage (Fibres à cœur elliptique). Les fibres PM double gaine commencent à apparaître commercialement.

Fibrage :

Lors de cette opération, la fibre est chauffée et tirée à environ 20 m/s. Il apparaît que les caractéristiques en terme de géométrie ou de dopage peuvent varier de manière non négligeable d'un bout à l'autre de la fibre. La caractérisation de la fibre est donc à privilégier plutôt que celle sur la préforme.

Fibres à cristaux photoniques :

Notons l'existence de fibres dites à cristaux photoniques [24]. Elles sont constituées d'un réseau ordonné de trous d'air microscopiques ($\sim 1 \mu\text{m}$) dans le verre de silice. Les propriétés de guidage sont déterminées par la taille et la distribution des trous et non par les caractéristiques du verre. Elles peuvent contenir des dopants et avoir de grands diamètres de modes. Ceci permet d'obtenir des lasers de fortes puissances ou des lasers soliton. La possibilité de modifier à volonté la position des trous permet d'obtenir une biréfringence élevée. La faisabilité de fibres PM a ainsi été techniquement démontrée. D'autre part, il est aussi possible de concevoir des fibres double gaine [130]. Dans ce cas, la seconde gaine est constituée de trous d'air plus gros ($\sim 3 \mu\text{m}$) et plus espacés ($\sim 10 \mu\text{m}$). La distribution des trous permet alors d'améliorer le mélange de mode (Voir IV).

III Caractérisation des fibres double gaine – Méthodes et résultats :

III – 1 Introduction

Nous avons utilisé de nombreux types de fibres double gaine, cependant, nous n'avons caractérisé que deux d'entre elles (notées fibre 1 et fibre 2). Je récapitulerai, ici, les méthodes de mesures permettant de caractériser les fibres et les principaux résultats obtenus, en vue d'en retirer les paramètres principaux utilisés dans l'étude des amplificateurs et des lasers. L'annexe A présente les résultats issus de la caractérisation d'une fibre double gaine dopée Ytterbium à maintien de polarisation.

III – 2 Le temps de vie de fluorescence

Le temps de vie de fluorescence reflète la désexcitation du niveau supérieur par émission spontanée lorsque le système revient à son état d'équilibre thermodynamique. L'analyse temporelle de la décroissance peut faire apparaître une composante rapide qui se superpose à la décroissance lente mesurée. L'existence de cette composante est attribuée communément à des effets d'agglomérats d'ions dopés (« cluster ») dus à de fortes densités de dopants [153, 6, 15, 20].

III-2-1 La mesure de la fluorescence longitudinale :

Le temps de vie de fluorescence est de l'ordre de la milliseconde [2], ce qui permet d'être mesuré en modulant la pompe (avec un chopper, électriquement ou avec un acousto-optique). Le temps de vie de fluorescence va décroître fortement en présence d'émission spontanée amplifiée ou d'émission stimulée car il y aura par la même désexcitation de la population du niveau supérieur. Aussi, il est nécessaire d'éviter tout effet laser et de limiter l'ESA (Emission Spontanée Amplifiée). Pour être certain de ne pas avoir trop d'ESA, le temps de vie mesuré ne doit pas varier avec la puissance de pompe passé un certain niveau. Dans notre cas, nous avons modulé électriquement le courant de diode laser à une fréquence de l'ordre de la dizaine de KHz (Figure III-1). On récupère sur le détecteur à la fois l'émission spontanée amplifiée et la fluorescence.

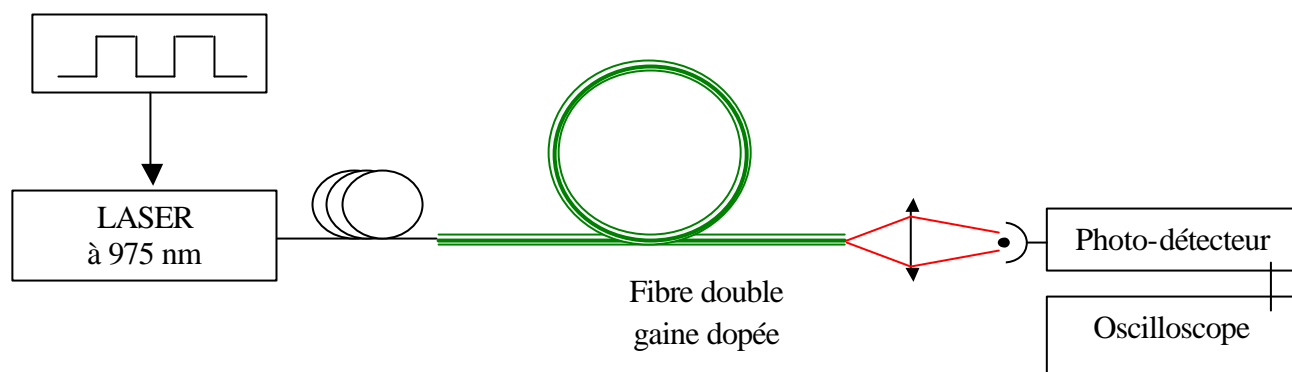


Figure III-1 : Banc de mesure de la fluorescence longitudinale.

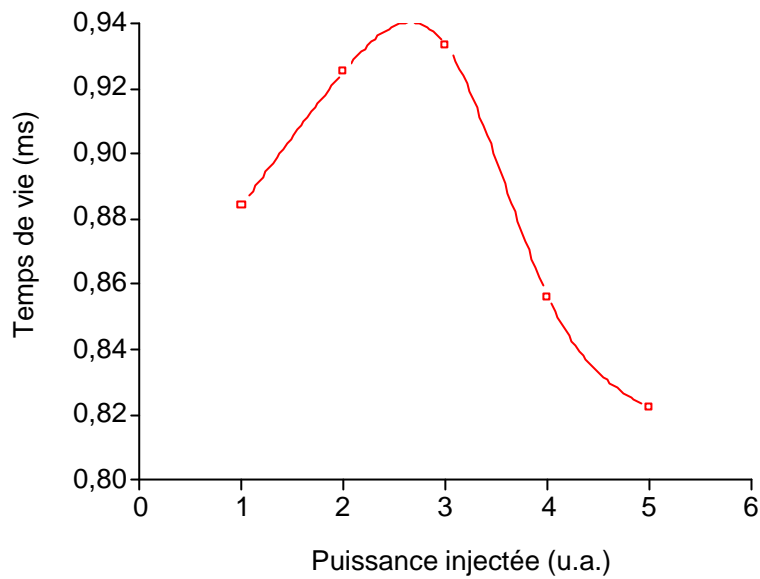


Figure III-2 : Variation du temps de vie mesuré avec la puissance de pompe injectée.

En augmentant la puissance injectée dans la fibre, on observe (Figure III-2) une augmentation du temps de vie puis une diminution. Ce phénomène ne peut être attribué à des erreurs de mesures. Nous n'avons pu trouver d'explications à la première partie croissante. La décroissance après le pic est attribuée à l'effet de l'ESA qui vient fortement dépeupler le niveau supérieur et modifie donc le temps de vie observé.

III-2-2 La mesure de la fluorescence transverse :

L'émission spontanée issue de la fibre est émise dans toutes les directions. Il est ainsi possible de la détecter en plaçant un photo-détecteur transversalement.

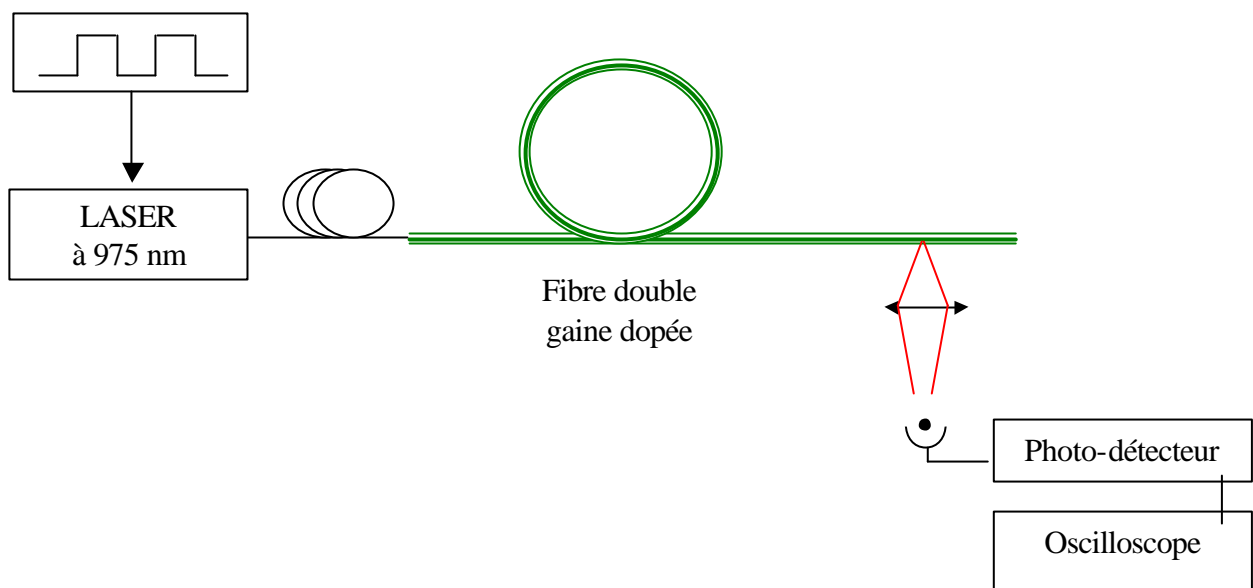


Figure III-3 : Banc de mesure de la fluorescence transverse.

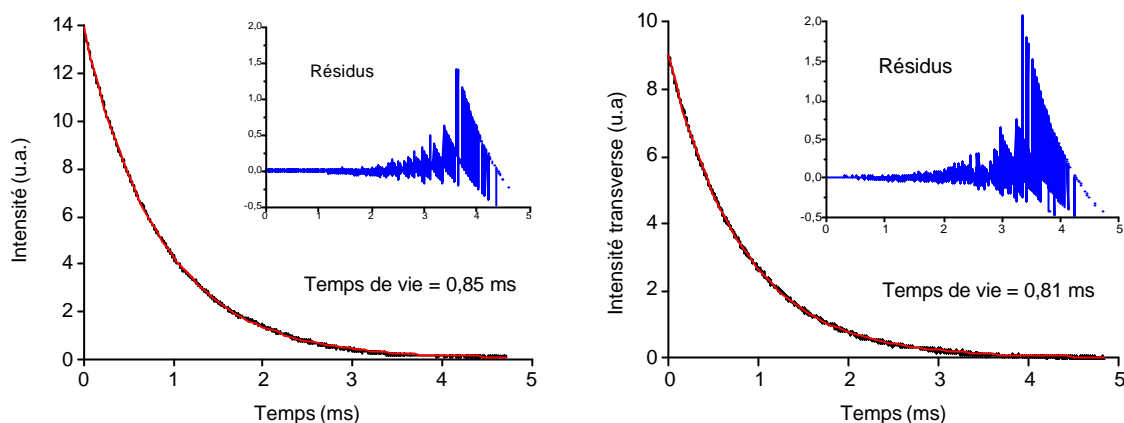


Figure III-4 : Décroissances observées et théoriques. A gauche fibre 1, à droite fibre 2. Avec en insert l'écart relatif par rapport aux valeurs mesurées.

Les décroissances observées (Figure III-4) correspondent à une seule composante exponentielle et sont indépendantes de la puissance de pompe dans la fibre. Comme nous l'avons vu au paragraphe II-4-3, le temps de vie de fluorescence observé peut être assimilé au temps de vie radiatif [4] car l'énergie entre les deux niveaux d'énergie ($> 1000 \text{ cm}^{-1}$) est très supérieure à l'énergie maximale des phonons dans une matrice de Silice (1100 cm^{-1}).

Il est possible d'estimer le temps de vie en partant des mesures de sections efficaces, quand celles-ci sont connues. La relation est la suivante :

$$t = \frac{3\langle I \rangle^4}{32pcn^2} \frac{I_e(I)}{I_e^{pic}} s_a^{pic} \quad (1-18)$$

Dans notre cas, nous ferons la démarche inverse, c'est-à-dire que l'on estimera les sections efficaces à partir du temps de vie et des spectres d'absorption et d'émission.

Ces mesures permettent de faire des hypothèses sur les co-dopants présents dans la matrice vitreuse. En effet, des études spectroscopiques [19, 25] ont montré la dépendance du temps de vie de fluorescence avec les co-dopants (Tableau III-1).

Selon ces résultats, on peut penser que les deux fibres testées sont du type Silicate avec Germanium et/ou Aluminium.

Type de matrice	Temps de vie mesuré (μs)
Alumino-Phospho-Silicate	1350
Phospho-Silicate	1276
Germano-Silicate + Bore	945
Germano-Silicate	760, 720, 843, 900
Alumino-Silicate	830
Silicate	755

Tableau III-1: Evolution du temps de vie avec le type de matrice.

III – 3 Les pertes passives

Cette mesure peut s'effectuer en mesurant l'absorption d'un signal hors de la bande d'absorption de la fibre (c'est-à-dire en dehors de 800 – 1200 nm). Des sources fibrées à 1320 nm à base de cristaux solides de YAG étant facilement disponibles, on peut alors mesurer l'atténuation mais cela nécessite des longueurs de fibre supérieures à 50 m pour minimiser les incertitudes dues aux pertes aux soudures (< 1 dB). Nous pouvons aussi, utiliser la mesure d'absorption en lumière blanche large bande qui, par soustraction, nous permet de connaître l'atténuation de la fibre pour plusieurs bandes de longueurs d'onde différentes.

Deux mesures sont nécessaires. Tout d'abord, les pertes dans le cœur mesurées en injectant un signal monomode dans le cœur de la fibre double gaine. Une source à cristal de YAG à 1,32 μm sera utilisée. Puis, les pertes dans la gaine mesurées en injectant un signal multimode dans la gaine. Pour cette dernière mesure une source blanche sera utilisée (Figure III-5). Le saut en A sur la figure III-5 provient de l'ASO. Deux détecteurs n'ayant pas la même sensibilité sont utilisés et le passage de l'un à l'autre s'effectue à 950 nm.

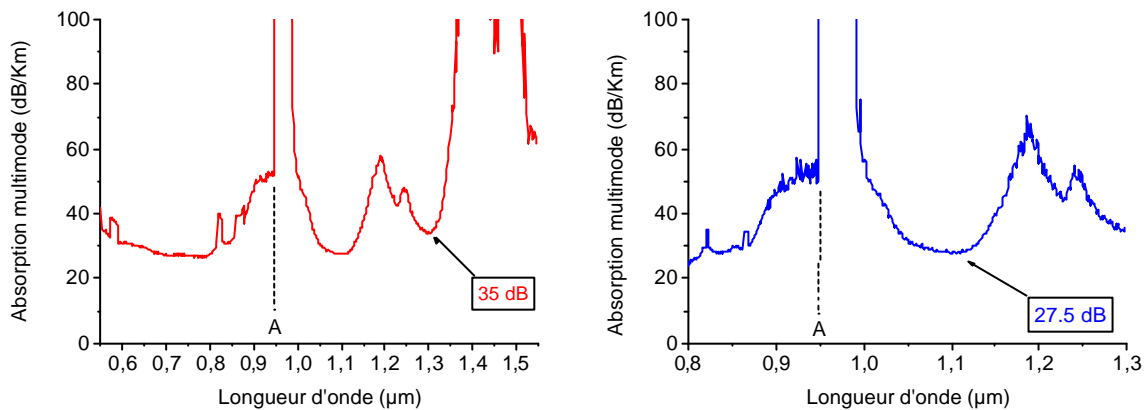


Fig III-5 : Spectre d'absorption multimode (dans la gaine) de la fibre 1.

Atténuation à 1,3 μm en dB/Km	Fibre 1	Fibre 2
Atténuation dans la gaine	35 +/- 6	45 +/- 6
Atténuation dans le cœur	6 +/- 1	7 +/- 1

Atténuation à 1,1 μm en dB/Km	Fibre 1	Fibre 2
Atténuation dans la gaine	27,5 +/- 6	37 +/- 6
Atténuation dans le cœur	Non mesuré	Non mesuré

Tableau III-2 : Pertes passives des fibres utilisées.

Nous avons récapitulé les résultats dans le tableau III-2. Les pertes passives sont critiques dans le cas où les longueurs de fibres sont relativement grandes (typiquement au-delà de 30 m) ou dans le cas où le pompage s'effectue dans les longueurs d'onde courtes (850 à 960 nm). Les amplificateurs et lasers mis au point n'ont pas de telles longueurs (à l'inverse des amplificateurs erbium en bande L qui sont généralement beaucoup plus long), même lors d'un pompage à 920 nm, pour des raisons de coût par mètre. Les longueurs envisagées excéderont rarement 35 m (Chapitre 2 III-6-2). Nous verrons que la longueur de fibre aura des effets importants à cause des effets Brillouin (Chapitre 2 III-5-3). On montre que ces pertes sont plus importantes pour les fibres double gaine à sections carrées [26]. D'autre part, elles

peuvent considérablement augmenter (200-250 dB/Km) lorsque la fibre est fortement dopée en Ytterbium dans une matrice Germano-Silicate [65]. Le moyen de diminuer ces pertes (à 10 dB/Km) est d'augmenter la solubilité de l'Ytterbium en incorporant de l'Aluminium. Enfin, le polymère recouvrant la gaine de propagation de la pompe peut être responsable d'une absorption non négligeable de celle-ci lors de sa propagation. Par exemple, le Silicone a une absorption de 50 à 100 dB/Km.

III – 4 Les paramètres opto-géométriques de la fibre

Nous présenterons dans ce paragraphe, les paramètres opto-géométriques de la fibre. Ces paramètres sont communs à tous types de fibres dopées ou non dopées.

III-4-1 La forme et les dimensions de la gaine

Les dimensions imposent l'utilisation d'un microscope équipé d'un graticule étalonné ou de tout autre appareillage permettant un grossissement de 20 à 50. Cependant, même avec de tels grossissements, il est difficile de faire une mesure précise du diamètre de cœur (incertitudes estimées à +/- 30 %). La microscopie électronique à balayage permet d'obtenir des résolutions inférieures au nanomètre. En revanche, les dimensions de la gaine sont mesurables (Tableaux III-3 et III-4 et Figure III-6).

Paramètres	Unité	Symbole	Résultats
Distance entre deux méplats	μm	Dm	204,2 +/- 5 %
Distance extrême	μm	De	219,0 +/- 5 %
Diamètre moyen	μm	Dmoy	210,0 +/- 5 %
Nombre de lobes			6
Rayon d'un lobe	μm	Rp	62,6 +/- 5 %
Section estimée de la gaine	m^2	Ag	$3.46 \cdot 10^{-8}$ +/- 10 %

Tableau III-3 : Dimensions de la gaine de la fibre 1.

Paramètre	Unité	Symbole	Résultats
1 ^{er} côté du carré	μm	C1	120,3 +/- 5 %
2 nd côté du carré	μm	C2	120,3 +/- 5 %
Rayon aux angles	μm	Ra	18,7 +/- 5 %
Section estimée de la gaine	m^2	Ag	$1,42 \cdot 10^{-8}$ +/- 10 %

Tableau III-4 : Dimensions de la gaine de la fibre 2.

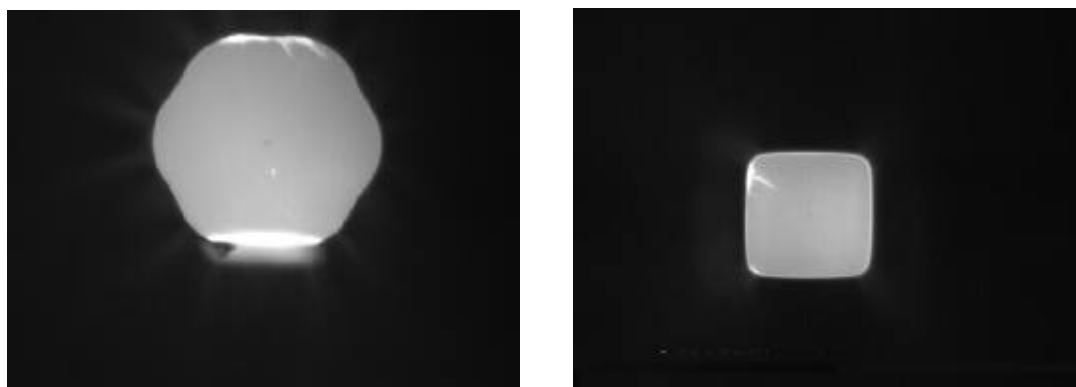


Figure III-6 : Profil transverse de la gaine (fibre 1 à gauche et fibre 2 à droite).

III-4-2 L'ouverture numérique (O.N.) du cœur, le diamètre de mode, le diamètre de cœur et la longueur d'onde de coupure de la fibre:

La détermination de ces grandeurs est délicate vues les dimensions en jeu. Elle exige une méthodologie rigoureuse et un appareillage souvent onéreux. En fait, il suffit de mesurer deux de ces grandeurs pour remonter aux deux autres.

Le diamètre de cœur est généralement connu avec certitude par le fabricant de fibres. En effet, l'étirage de la fibre maintient une homothétie entre les rapports des diamètres de cœur et de gaine. La mesure du diamètre de cœur et de gaine sur la préforme ainsi que du diamètre de gaine sur la fibre étant relativement aisée (les diamètres de gaine sont standardisées à 125 μm), on peut en déduire facilement le diamètre de cœur. Cependant, les fabricants ne donnent pas toujours ces valeurs ou bien pas systématiquement sur chaque lot de fibres.

Nous avons mesuré le diamètre de mode et l'ouverture numérique par des mesures en champs lointains. Nous avons aussi mesuré la longueur d'onde de coupure pour les fibres non dopées simple gaine. Celle des fibres dopées est délicate car souvent (et en particulier pour les fibres Ytterbium), elle se trouve dans la bande d'absorption de la fibre.

III-4-3 Le diamètre de mode (w):

La mesure du diamètre de mode doit être effectuée avec précision. Une méthode performante consiste à effectuer une mesure en champ proche. Pour cela, on fait l'image de la face de sortie de la fibre sur une caméra CCD (Figure III-7). Il suffit d'utiliser un objectif de microscope focalisé sur cette face. La caméra CCD étant pourvue d'un extracteur de trame permettant de la connecter à un oscilloscope, il est aisé de mesurer le profil d'intensité passant par le centre de la fibre. En considérant que le profil du mode fondamental est gaussien (ce qui est valable à 1 % près quand $1,2 < 2,405 \lambda_c/\lambda < 4$), nous pouvons déduire le diamètre de mode en faisant l'approximation Gaussienne du profil du faisceau. L'étalonnage peut se faire de plusieurs façons. On peut mesurer le profil d'un signal se propageant dans la gaine d'une fibre monomode ou dans le cœur d'une fibre multimode (celle-ci étant connue par avance), utiliser une fibre monomode déjà connue ou bien utiliser une mire calibrée.

L'utilisation d'une source d'ESA filtrée à la longueur d'onde demandée est recommandée pour éviter les phénomènes de speckle sur le détecteur et les interférences sur les différentes sous-cavités présentes.

Nous avons mesuré le diamètre de mode pour chacune des fibres et avec une source d'ESA filtrée à 1053 nm.

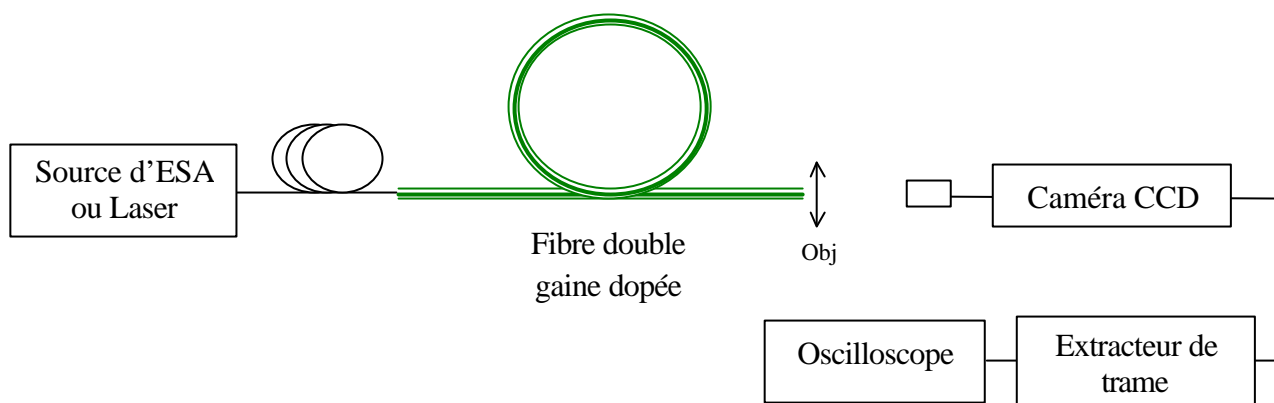


Figure III-7 : Banc de mesure du diamètre de mode.
Objectif : $\times 40$ O.N 0,4 ∞ à 160 mm

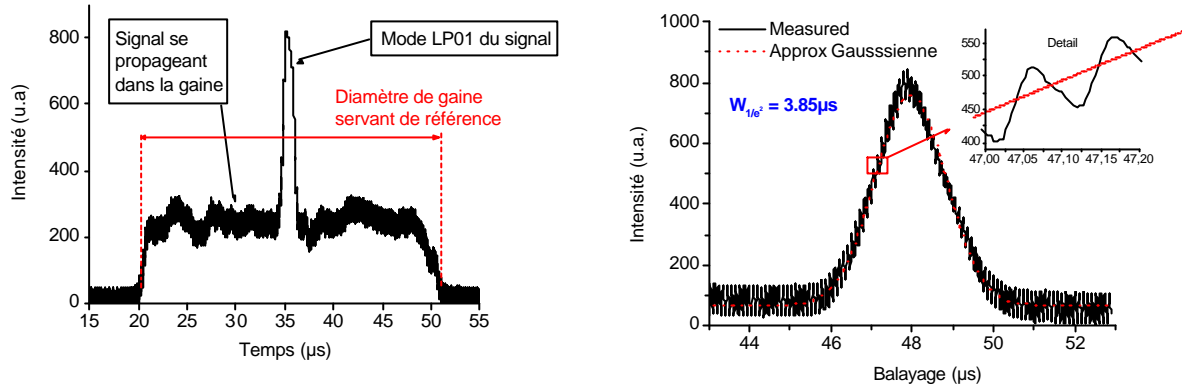


Figure III-8 : Profil transversal d'intensité vue par la caméra.
 À gauche : Calibration avec une fibre multimode de 50 µm.
 À droite : Mesure du mode de la fibre 1 avec approximation Gaussienne.
 Encart montrant la modulation introduite par les pixels du détecteur.

Par exemple pour la fibre 1, la calibration avec une fibre multimode de 50 µm (Figure III-8) permet de déterminer la correspondance entre le balayage en µs (Δt) de l'extracteur de trame, et le diamètre de mode (Nous noterons CAL ce rapport). Ici, nous avons 25 µs correspondant à 50 µm (CAL = 2), cela donne un écart entre pixel du détecteur CCD de 0,105 µs soit 0,2 µm. Le diamètre réel sur le détecteur est alors de :

$$\text{Diamètre réel} = \text{CAL} * \text{Grossissement} * \Delta t = 2 * 40 * 25 = 2 \text{ mm}$$

La mesure du mode de la fibre 1 nous donne 3,85 µs à $1/e^2$ d'après l'approximation d'un mode gaussien. Cela nous donne un diamètre de mode de $w = 7,70 \mu m$. Les incertitudes majeures proviennent de la focalisation du signal issu de la face de sortie de la fibre sur le détecteur, de la résolution du détecteur (+/- 1 pixel, bien que cette incertitude est réduite en faisant l'approximation gaussienne du signal filtré), et, enfin de la calibration. Nous estimons ces incertitudes à +/- 3 %.

Type de fibre dopée	Fibre 1	Fibre 2	Fibre Thorlab FS-SC-5624	Fibre Spectran
w mesuré à 1053 nm (µm)	7,70	9,60	6,54	5,36
w donné par le fournisseur (µm)	-	-	6,6 à 1060 nm	5,0 à 980 nm

Tableau III-5 : Récapitulation des mesures de w.

III-4-4 L'ouverture numérique du cœur

L'ouverture numérique est facilement mesurable dans les fibres classiques (simple gaine) en mesurant le demi-angle de divergence du faisceau à l'extrémité d'une fibre parfaitement clivée à angle droit. Pour ce faire, on place un détecteur en champ lointain et on balaie transversalement le faisceau (Figure III-9). Je rappelle que la distinction entre champ proche et champ lointain se fait en calculant la distance de Rayleigh Z_R [26] donnée par :

$$Z_R = p \frac{w_0^2}{\lambda} \quad (1-19)$$

avec w_0 la dimension du waist du faisceau (considéré ici comme le diamètre de mode du faisceau).

Pour les longueurs d'onde de 1,0 à 1,3 μm , nous trouvons : $Z_r < 100 \mu\text{m}$.

L'ouverture numérique peut alors être calculée par :

$$\text{O.N} = \sin(\theta_{1/e^2}) \quad (1-20)$$

$$\theta_{1/e^2} = \tan^{-1} (X_{I=1/e^2} / L) \quad (1-21)$$

Pour les fibres double gaine, il est nécessaire d'éliminer les modes de gaine pouvant être excités. Pour éliminer ces modes, on applique sur la gaine un liquide d'indice inférieur à celui de la gaine afin d'éliminer toute réflexion totale à l'interface gaine-air.

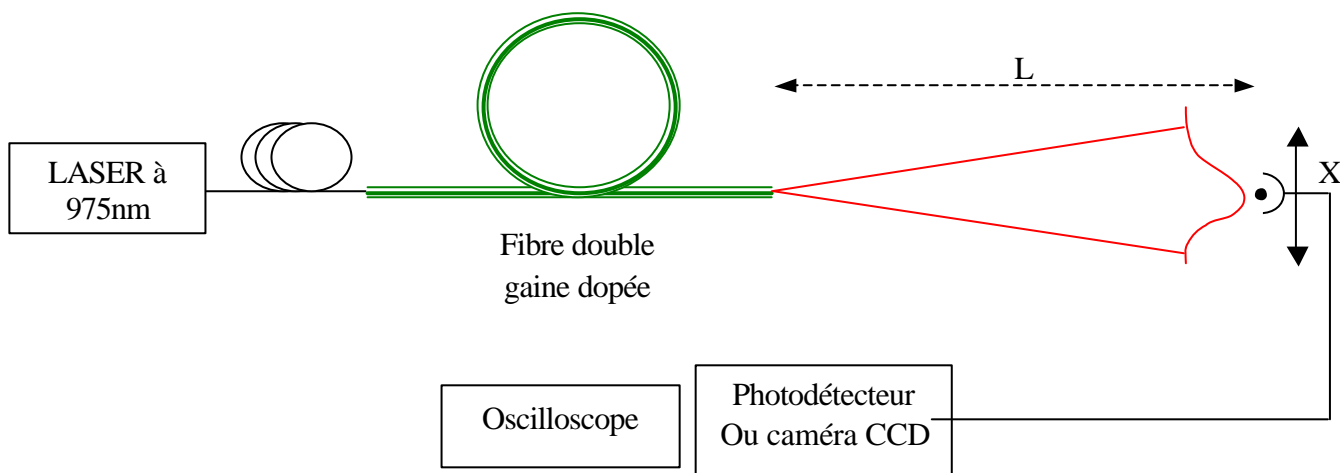


Fig III-9: Banc de mesure de l'O.N en champ lointain.

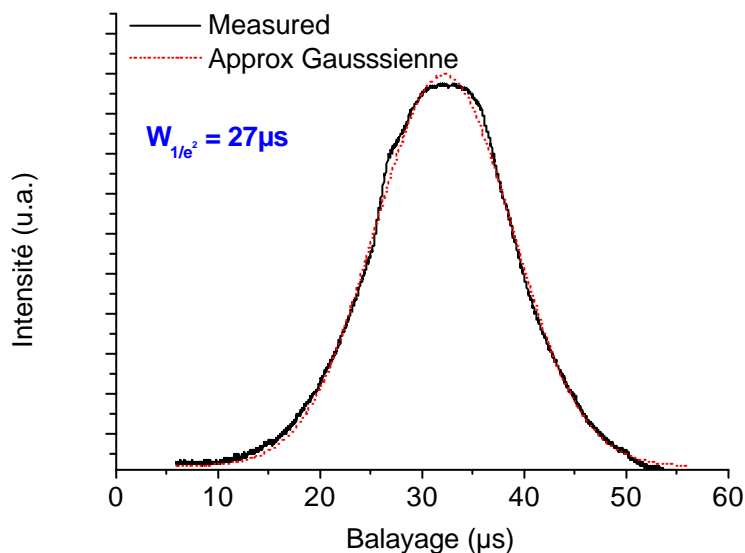


Figure III-10 : Profil d'intensité en champ lointain mesuré (Fibre 1).

Nous avons, en fait, utilisé le banc de mesure avec caméra CCD. En plaçant la fibre à quelques millimètres du détecteur, le profil gaussien peut être facilement estimé

(Figure III-10) en tenant compte de la calibration précédente et en mesurant précisément la distance fibre-détecteur. Dans ce cas, l'ouverture numérique est calculée avec :

$$X_{I=1/e2} = \Delta t * \text{Cal} * \text{Grossissement} \quad (1-22)$$

Les incertitudes peuvent être estimées à $\pm 0,015$ (soit $\pm 13\%$) de par l'incertitude sur L. Celles-ci pourraient être fortement réduites en utilisant une mécanique de précision adaptée.

Type de fibre dopée	Fibre 1	Fibre 2	Fibre Thorlab	Fibre Spectran
O.N mesurée	0,11	0,16	0,128	0,165
O.N donnée par le fournisseur	0,13	-	0,13	0,16

Tableau III-6 : Récapitulation des mesures de l'O.N pour $\lambda = 1053$ nm.

III-4-5 La longueur d'onde de coupure (λ_c)

La longueur d'onde de coupure se mesure classiquement (méthode recommandée par le CCITT) par courbure de fibre [8, 81]. En effet, il existe une courbure pour laquelle le mode LP_{11} est à fuite dans la seconde gaine et le mode LP_{01} reste guidé. Dans une fibre de symétrie parfaitement cylindrique, le mode LP_{11} apparaît lorsque la longueur d'onde du signal est supérieure à la longueur d'onde de coupure de la fibre. A partir de cette valeur, l'étalement du mode à travers le cœur devient plus important (Figure III-12). L'intensité du mode ainsi excité peut subir des atténuations importantes lors de sa propagation dans la fibre à l'endroit d'une soudure ou d'un connecteur.

En mesurant le spectre d'absorption avec source de lumière blanche de la fibre, nous voyons clairement apparaître un second pic très prononcé correspondant à l'excitation du mode LP_{11} . Cela nous permet d'estimer la longueur d'onde de coupure des fibres. La perte des modes d'ordre supérieur par courbure de la fibre peut aussi être mise à profit pour rendre monomode une fibre multimode [35].

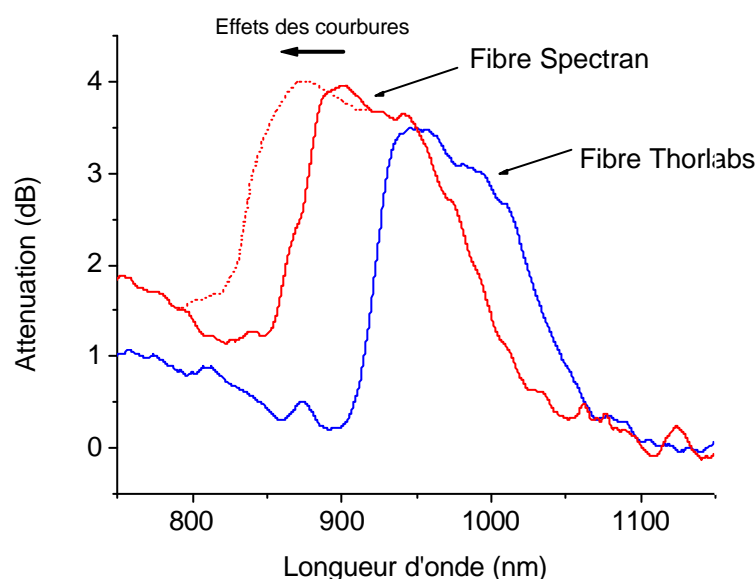


Figure III-11: Atténuation du mode LP_{11} dans les fibres non dopées.
En trait pointillé : Effet des courbures sur la fibre Spectran.

Dans une fibre réelle, les dissymétries géométriques et physiques de la fibre peuvent permettre d'exciter le mode LP_{11} avant la λ_c théorique. D'autre part, l'augmentation de la courbure de la fibre peut favoriser les pertes du mode LP_{11} s'y propageant. En effet, d'une manière simple, on peut l'expliquer par le fait suivant : les vecteurs d'onde guidés sont ceux s'inscrivant dans le cône d'acceptance de la fibre. Le cône d'acceptance est proportionnel au rapport λ/a entre la longueur d'onde et le rayon du cœur. Lorsqu'il y a courbure, le cône d'acceptance diminue. Cela signifie qu'un signal LP_{11} sera atténué à une longueur d'onde plus courte que sans courbure. En variant le rayon de courbure de la fibre Spectran, nous avons effectivement observé ce phénomène (Figure III-11).

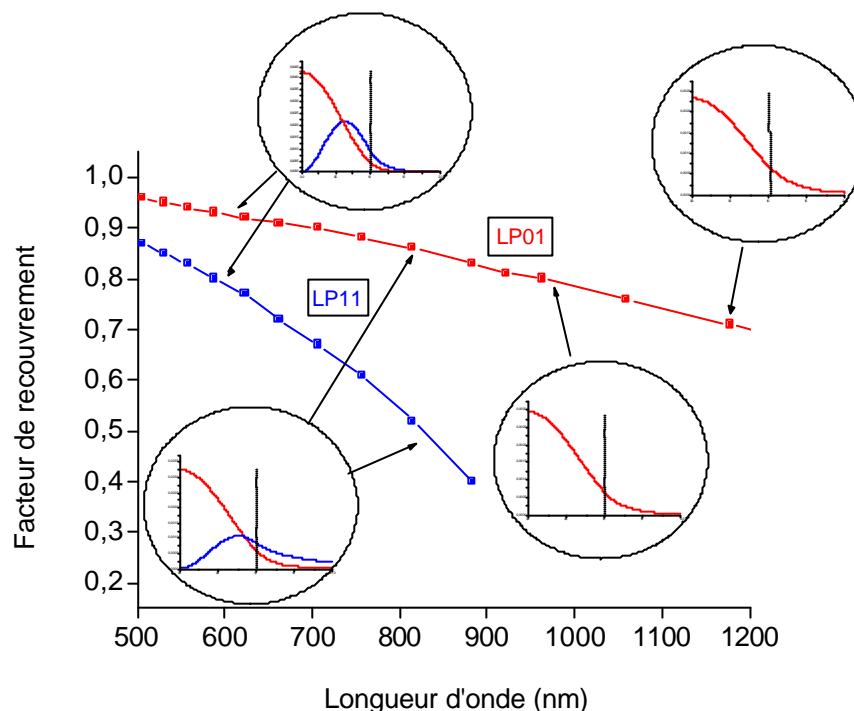


Figure III-12 : Profils exacts du mode LP_{11} et LP_{01} pour différentes longueurs d'onde.
($\lambda_c = 880$ nm $a = 7,1$ μ m O.N = 0,19)

Cette méthode devient délicate dans le cas de fibres dopées car la longueur d'onde de coupure peut se trouver dans la bande d'absorption de la fibre [27]. Elle peut aussi obscurcir par le même phénomène le fond d'absorption de la fibre dopée. Nous reviendrons sur ce phénomène lorsque nous donnerons les spectres d'absorptions des fibres 1 et 2.

Les incertitudes sont assez grandes ici, car la coupure n'est pas franchement visible sur le spectre. Nous l'estimons à ± 20 nm.

Type de fibre dopée	Fibre 1	Fibre 2	Fibre Thorlab	Fibre Spectran
λ_c mesurée (nm)	870	850	950	900
λ_c donnée par le fournisseur (nm)	< 900	< 900	< 950	< 950

Tableau III-7 : Récapitulation des mesures de λ_c .

III-4-6 Le diamètre de cœur (a):

Marcuse [67] ou Kaur [27] donnent des relations empiriques exprimant le diamètre de cœur en fonction du diamètre de mode, de la longueur d'onde de coupure et de la longueur d'onde du signal. Connaissant les trois dernières grandeurs, on peut remonter au diamètre du cœur par :

$$w = a * (0,65 + 1,65 * V^{-3/2} + 2,879 * V^{-6}) \quad (1-23)$$

avec la fréquence réduite V donnée par : $V = \frac{V_c I_c}{I} = 2,405 * \frac{I_c}{I}$ (1-24)

La fréquence réduite doit être comprise entre 1,2 et 4 pour que la relation donne des résultats avec moins de 1 % d'erreur. C'est effectivement le cas avec les fibres utilisées et dans la gamme de longueur d'onde de 920 nm à 1150 nm. L'erreur sur a est calculée à partir des erreurs sur w et λ_c et vaut +/- 7 %

Type de fibre dopée	Fibre 1	Fibre 2	Fibre Thorlab	Fibre Spectran
a calculé (μm)	6,0	7,3	5,6	4,4
a donné par le fournisseur (μm)	-	7	-	4,4

Tableau III-8 : Récapitulation des mesures de a pour $\lambda = 1053\text{nm}$.

III-4-7 L'ouverture numérique de la gaine

Le principe est le même que précédemment. Cependant, il est nécessaire de garder la seconde gaine pour effectuer la mesure puisque c'est elle qui va donner l'O.N de la fibre. Or, il est nécessaire de cliver la fibre à angle droit pour faire une mesure correcte. Le polymère rend l'opération impossible avec les cliveuses existantes. Aussi, une solution serait de mouler la fibre dans une résine et de polir l'ensemble avec les méthodes de polissage habituelles. Nous nous en tiendrons aux O.N données par les fabricants.

III-4-8 Récapitulation des résultats :

Nous avons récapitulé tous les résultats précédents dans les tableaux III-9, III-10 et III-11.

Type de fibre dopée	Fibre 1	Fibre 2	Erreur relative (%)
λ_c (nm)	870	850	+/- 2
O.N cœur	0,11	0,16	+/- 13
O.N gaine	0,4	0,45	+/- 5
a (μm)	6,0	7,3	+/- 7
w (μm)	7,70	9,60	+/- 3

Tableau III-9 : Récapitulation des mesures.

Paramètres	Unité	Symbole	Résultats
Distance entre deux méplats	µm	Dm	204,2 +/- 5 %
Distance extrême	µm	De	219,0 +/- 5 %
Diamètre moyen	µm	Dmoy	210,0 +/- 5 %
Nombre de lobes			6
Rayon d'un lobe	µm	Rp	62,6 +/- 5 %
Diamètre du cœur	µm	dc	6,0 +/- 5 %
Section estimée de la gaine	m ²	Ag	3,46 10 ⁻⁸ +/- 10 %
Section estimée du cœur	m ²	As	2,83 10 ⁻¹¹ +/- 12 %
Rapport des surfaces		Rs	1224 +/- 22 %

Tableau III-10 : Données géométriques de la fibre 1.

Paramètres	Unité	Symbole	
1 ^{er} côté du carré	µm	C1	120,3 +/- 5 %
2 nd côté du carré	µm	C2	120,3 +/- 5 %
Rayon aux angles	µm	Ra	18,7 +/- 5 %
Diamètre du cœur	µm	dc	7,3 +/- 5 %
Section estimée de la gaine	m ²	Ag	1,42 10 ⁻⁸ +/- 10 %
Section estimée du cœur	m ²	As	4,18 10 ⁻¹¹ +/- 12 %
Rapport des surfaces		Rs	339 +/- 22 %

Tableau III-11 : Données géométriques de la fibre 2.

III-4-9 Les pertes aux soudures :

Ce paramètre n'est jamais considéré pour les fibres simple gaine car il est souvent possible d'optimiser les paramètres de soudure et de choisir des fibres de diamètres de mode bien adaptés. Cependant, pour les fibres double gaine, la difficulté est accrue car les diamètres de gaine et de cœur des fibres sont très variés. Nous avons été confrontés à cette difficulté car les dispersions des diamètres de cœurs donnés par le constructeur et la disponibilité de telle ou telle fibre ne laissent pas toujours le choix sur l'adaptation correcte des diamètres de modes. La difficulté majeure pour certaines fibres double gaine est le clivage. D'autre part, l'estimation des pertes par les soudeuses n'est pas très fiable car le profil transverse est caché par la structure de la gaine. Aussi, un contrôle actif des pertes et un alignement manuel sont souvent nécessaires.

Une spécificité des fibres double gaine est que le rayonnement perdu lors des soudures se fait par couplage avec la gaine, et donc soit émis vers l'extérieur (ce que nous pouvons facilement voir avec une caméra infra-rouge) soit ré-injecté dans la gaine. Nous aborderons plus en détail l'importance de ce phénomène dans le paragraphe suivant.

Les pertes typiques aux soudures entre fibres monomodes (fibre Thorlab) et fibres double gaine (fibre 1 et 2) utilisées sont :

fibre 1 4 à 8 % par soudure
 fibre 2 5 à 10 % par soudure

fibre 1 – fibre Thorlab
 fibre 2 – fibre Thorlab

Le signal de pompe est couplé hors de sa gaine de propagation en partie vers l'extérieur et en partie vers la gaine de la fibre monomode soudée. La partie de pompe résiduelle dans le cœur de la fibre monomode est très faible (typiquement 45 dB sous le signal suivant l'optimisation de la température de la diode et de la longueur de la fibre).

III – 5 *Le gain et l'absorption des fibres double gaine dopées*

III-5-1 Choix entre les sections efficaces d'absorption ou d'émission et les coefficients d'absorption ou d'émission:

L'absorption d'un signal de puissance P_s et de longueur d'onde λ sur une fibre de longueur dz s'exprime par :

$$dP_s(\lambda) = \sigma_a(\lambda) N_t \Gamma dz \quad (1-25)$$

dans le cas où tous les ions sont dans l'état fondamental ($N_t=N_1$).

$$dP_s(\lambda) = \sigma_e(\lambda) N_t \Gamma dz \quad (1-26)$$

dans le cas où tous les ions sont dans l'état excité ($N_t=N_2$)

$\sigma_a(\lambda)$ et $\sigma_e(\lambda)$ sont les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde λ .

N_t est la concentration totale en ion dopant.

Γ est le facteur de recouvrement du signal avec les dopants.

Généralement, les fabricants de fibres dopées expriment le gain et l'absorption soit :

$$\begin{aligned} \alpha(\lambda) &= \sigma_a(\lambda) N_t \Gamma \\ g(\lambda) &= \sigma_e(\lambda) N_t \Gamma \end{aligned} \quad (1-27)$$

Les calculs qu'ils soient numériques ou analytiques nécessitent la connaissance soit des sections efficaces d'absorption et d'émission, soit des coefficients d'absorption et de gain [8]. Les sections efficaces sont indispensables quand on considère le caractère non homogène du milieu. Elles permettent aussi le calcul des puissances de saturation. Notre modèle ne tiendra pas compte de l'aspect non homogène. En revanche, il sera nécessaire de tenir compte des puissances de saturation. Il devient alors indispensable de connaître les sections efficaces, les densités de dopants et les facteurs de recouvrement.

III-5-2 La détermination des concentrations de dopants :

A l'inverse des fibres optiques en verre fluorées élaborées avec des techniques verrières classiques, les techniques d'élaborations des fibres optiques Silice ne permettent pas de connaître la quantité de dopants introduits dans la fibre puisque c'est un processus de diffusion. La mesure de dopants dans la fibre peut être déduite de la mesure sur la préforme. Une technique comme l'activation neutronique [12] permet de la mesurer assez précisément. Une autre technique consiste à fabriquer par fusion un étalon formé de l'ion et de l'ensemble des constituants de la fibre. La mesure des propriétés de l'étalon permet alors de déduire les concentrations des fibres par comparaison [29].

Les fournisseurs de fibres donnent très rarement cette valeur, ou alors avec une incertitude importante.

Nous déduirons la concentration en dopant des mesures du coefficient d'absorption et de l'estimation des sections efficaces d'absorption, ainsi que du calcul des facteurs de recouvrement des signaux avec le cœur dopé.

III-5-3 Le profil de dopage :

Le profil de dopage suit le profil de co-dopage en Germanium ou en Aluminium quand celui-ci existe. Une méthode de mesure du profil de dopage consiste à mesurer le profil de l'indice de réfraction qui suit la concentration en Aluminium ou Germanium. L'adjonction seulement de Germanium crée une dépression de l'indice et du dopage au centre du cœur [73]. Mais, l'adjonction d'Aluminium élimine cette dépression. Pour améliorer le confinement, on peut faire des structures composites de cœur, avec un cœur interne avec Aluminium et de dopants et un cœur externe avec Germanium. Cela améliore le confinement des dopants.

Ne connaissant pas ce profil, nous l'avons considéré comme constant dans le cœur. Gardons à l'esprit que le confinement des ions au centre du cœur améliore l'efficacité du pompage [72].

III-5-4 Le facteur de recouvrement du signal avec le cœur dopé:

Le facteur de recouvrement du signal avec le cœur dopé peut se calculer de manière exacte en considérant les fonctions de Bessel solutions des équations de propagation dans une fibre optique. Cependant, des approximations existent, comme celle de Marcuse, donnant de très bons résultats sous réserve que la longueur d'onde du signal se trouve dans un certain intervalle. Cette approximation considère, en fait, le profil transverse du faisceau comme Gaussien.

Le calcul exact du facteur de recouvrement est intéressant lorsque l'on s'écarte de l'intervalle de Marcuse ($1,2 < \text{fréquence réduite } V < 4$), c'est-à-dire lorsque les longueurs d'onde de coupure sont très inférieures à la fenêtre d'amplification, ou bien lorsque l'on veut tenir compte précisément de la distribution transverse des dopants dans le cœur.

La longueur d'onde de coupure estimée est de 850 nm pour la fibre 2. D'autre part, nous considérons les dopants comme uniformément répartis dans le cœur, aussi l'approximation gaussienne est suffisante, et sera utilisée dans le modèle numérique. Nous donnons tout de même figure III-14, le facteur de recouvrement exact en fonction de la fréquence réduite.

Avec une longueur d'onde de coupure à environ 850 nm, le facteur de recouvrement entre 910 et 1100 nm varie de 82 % et 74 % (Voir figure III-14 à droite).

Deux valeurs nous seront particulièrement utiles pour estimer les sections efficaces, il s'agit du recouvrement :

à 920 nm: ~ 81,5 %
à 977 nm: ~ 79 %

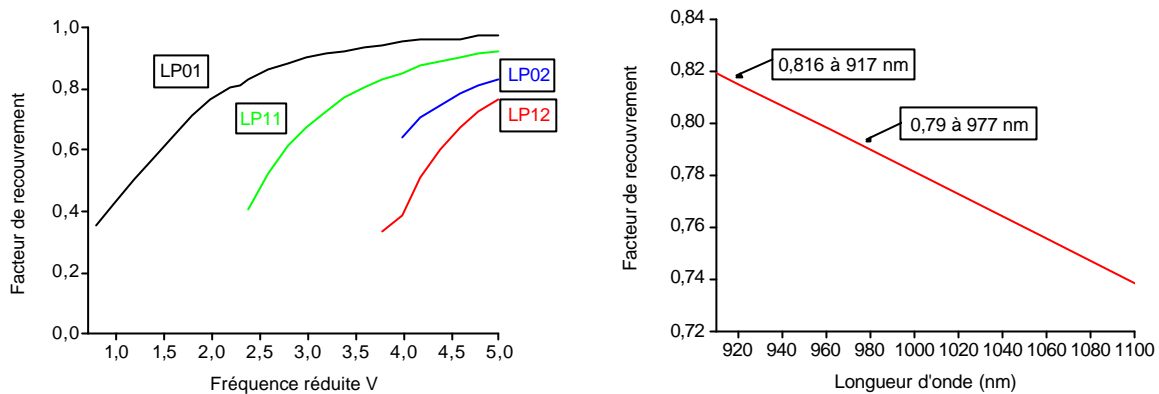


Figure III-14 : à gauche Facteur de recouvrement calculé à partir des fonctions de Bessel solutions des équations de propagation.
à droite facteur de recouvrement dans le cas de la fibre 1.

III-5-5 La mesure du coefficient d'absorption :

Nous avons utilisé la technique par coupures successives (cut-back), avec une source de lumière blanche [8].

L'absorption des fibres double gaine est généralement très élevée dans le cœur (quelques centaines de dB/m), avec les analyseurs de spectre optiques (ASO ANRITSU à fibre) et les sources blanches courantes (Xe de 200 W), nous atteignons les limites de détection pour le pic d'absorption. Pour lever les doutes, nous avons effectué deux mesures distinctes. La première consiste à injecter la source dans le cœur et à mesurer l'absorption d'une très faible longueur de fibre (typiquement de quelques mm à quelques cm). La seconde consiste à injecter la source dans la gaine (les longueurs typiques sont alors de l'ordre du m).

L'absorption maximale, le rapport d'absorption avec le pic secondaire, et la forme de la courbe seront des données cruciales pour la modélisation.

Mesures dans le cœur (Figure III-15):

Nous avons utilisé, ici, l'émission spontanée amplifiée large bande émise par une diode laser à 980 nm sans réseaux de Bragg. Celle-ci émet entre 900 et 1040 nm. La partie 2 (partie hachurée sur la figure III-15) est entachée d'erreurs. L'absorption étant très faible dans cette zone, la différence des spectres se trouve dans le bruit des détecteurs utilisés. La partie 1 (seconde partie hachurée sur la figure III-15) fait apparaître un fond important. Nous l'attribuons aux longueurs d'onde de coupure des fibres utilisées. En effet, si la soudure entre la fibre monomode de la source et la fibre double gaine n'est pas parfaite (ce qui est le cas vu les différences de diamètres de mode des fibres utilisées), une partie du signal injecté peut être émise dans la gaine ou bien être perdue lors de la seconde soudure.

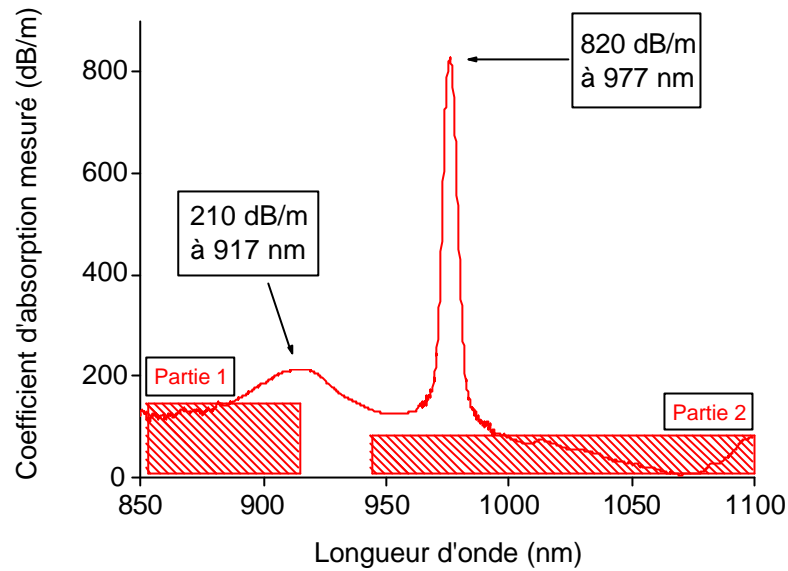


Figure III-15 : Absorption dans le cœur de la fibre 1 (résolution 0,5nm).
Les parties 1 et 2 sont fortement entachées d'erreurs.

Mesures dans la gaine (Figure III-16):

Nous avons utilisé, ici, une source blanche fibrée multimode. Mais l'ASO est fibré monomode, ce qui diminue le rapport signal à bruit. La partie 2 est entachée d'erreur. L'absorption étant très faible dans cette zone, la différence des spectres se trouve dans le bruit des détecteurs utilisés.

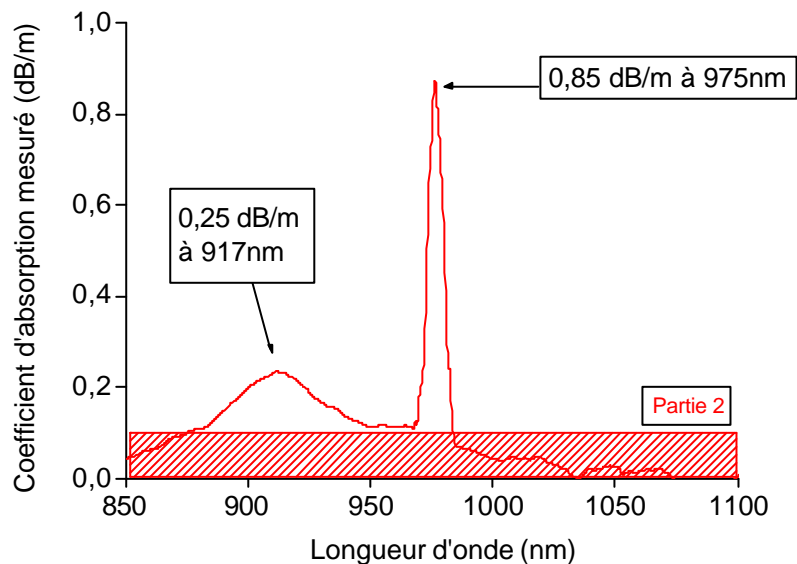


Figure III-16 : Absorption dans la gaine de la fibre 1 (résolution 1 nm).
La partie 2 est fortement entachée d'erreurs.

Récapitulation des résultats:

Fibre 1	Mesure dans le cœur	Mesure dans le cœur *	Mesure dans la gaine**	Rapport des absorptions cœur/gaine
Absorption au pic principal	820 dB/m	1038 dB/m	0,85 dB/m	1221
Absorption au pic secondaire	212 dB/m	255 dB/m	0,25 dB/m	1020
Rapport des absorptions	3,86	4,07	3,4	

Fibre 2	Mesure dans le cœur	Mesure dans le cœur *	Mesure dans la gaine***	Rapport des absorptions cœur/gaine
Absorption au pic principal	974 dB/m	1236 dB/m	3,35 dB/m	369
Absorption au pic secondaire	285 dB/m	350 dB/m	0,9 dB/m	389
Rapport des absorptions	3,42	3,53	3,72	

* En tenant compte du facteur de recouvrement entre la partie dopée, c'est-à-dire le cœur et le mode LP₀₁ (Voir III-5-4) : 79 % à 977 nm et 81,5 % à 917 nm.
 ** sur 6,13 m
 *** sur 1,8 m

Tableau III-12 : Récapitulation des résultats.

Nous verrons dans le chapitre 2 II-3 et l'annexe B (relation B-27) que le rapport des absorptions cœur/gaine est équivalent au rapport des sections de la gaine/cœur si les modes de gaine se répartissent uniformément dans la gaine. En effet :

$$\alpha_{\text{cœur}}(\lambda) \sim \sigma_a(\lambda) N_t$$

$$\alpha_{\text{gaine}}(\lambda) = \sigma_a(\lambda) N_t A_d/A_g = \sigma_a(\lambda) N_t A_c/A_g$$

Or, à 920 nm ces rapports sont différents (Voir tableau III-11). Cela provient certainement du mélange de modes et de la longueur d'onde de coupure.

III-5-6 La mesure du coefficient de gain :

Mesures longitudinales (Figure III-17):

Pour observer tout le spectre de fluorescence de la fibre, la méthode de fluorescence saturée [8] nécessite de pomper la fibre à une longueur d'onde inférieure à 975 nm. Nous avons pompé la fibre à 920 nm, où le spectre d'absorption présente un second pic. Cependant, la réabsorption très importante du signal à 977 nm limite la longueur de fibre à quelques cm.

Sous l'hypothèse d'un fort pompage (c'est-à-dire $P_p \gg P_{psat}$) et pour des longueurs de fibres courtes, on peut considérer que le gain est très petit ($g L \ll 1$) et que l'inversion de population est constante le long de la fibre ($x = \text{constante}$). La puissance mesurée peut donc se réduire à la puissance d'émission spontanée non amplifiée P_{ES} c'est-à-dire:

$$P_{ES}(u) = 2hu\Delta u x \Gamma_u N L S_e(u) = K(u) S_e(u) \quad (1-32)$$

avec :

Δu bande spectrale de l'ES
 Γ_u Facteur de recouvrement
 x Taux d'inversion moyen
 N densité de dopants
 L Longueur du milieu actif
 σ_e La sections efficaces d'émission

Dans ce cas (gain faible), le spectre d'ESA est proportionnel au spectre de fluorescence. Lorsque le spectre n'évolue plus avec la puissance de pompe, on considère que toute la fibre est totalement inversée. Cette relation n'est valable que si :

- La longueur de fibre est courte (quelques cm) pour supposer les variations longitudinales du gain comme négligeables, c'est-à-dire que le gain ne soit pas saturé par l'ESA.
- La puissance de pompe est grande par rapport à la puissance de saturation, pour considérer la fibre comme totalement inversée.

Cependant, une correction du spectre est nécessaire. En effet, le terme $u\Delta u$ amène une dépendance en $1/\lambda^3$ de P_{ESA} par rapport à σ_e . Les sections efficaces d'émission mesurées doivent donc être multipliées par λ^3 pour trouver les sections efficaces réelles. Cette correction est importante puisqu'elle amène une augmentation des sections efficaces d'émission de 16 à 45 % entre 1025 et 1100 nm.

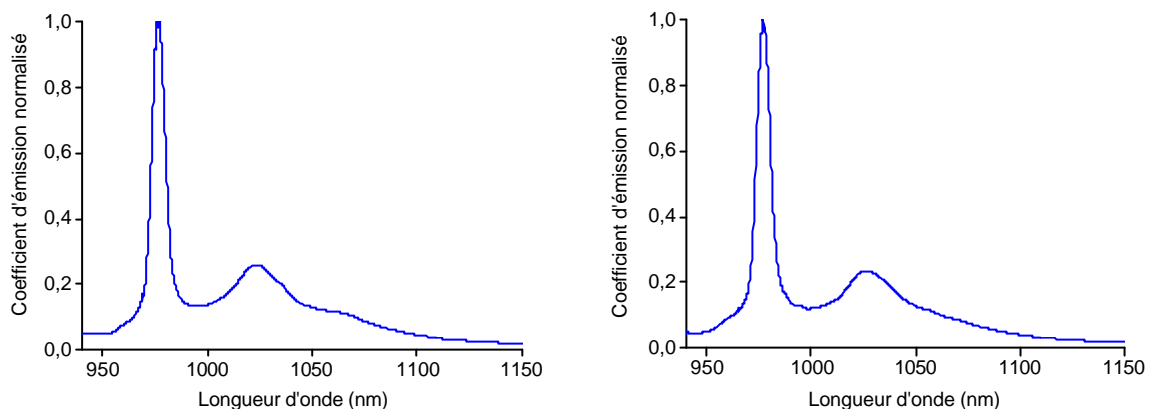


Figure III-17 : Emission mesurée longitudinalement (Résolution 0,1 nm). A gauche fibre 1, à droite fibre 2.

Dans ce cas, nous voyons clairement le spectre d'émission des fibres. Le spectre est peu bruité excepté pour les longueurs d'ondes supérieures à 1150 nm.

Mesures transversales (Figure III-18):

Cette technique consiste à détecter l'émission spontanée émise transversalement de la fibre. Le spectre mesuré ne dépend pas de la saturation du milieu par l'ESA ou par la pompe. La difficulté réside dans la détection de signaux faibles. Pour ce faire, nous avons utilisé un objectif $\times 35$ et un ASO à fente (ANDO). Nous avons une source monomode fibrée émettant entre 880 et 1000 nm. Cela permet de pomper le cœur de la fibre. Celui-ci étant très absorbant pour les fibres double gaine (300 à 1000 dB/m), la pompe est absorbée très rapidement.

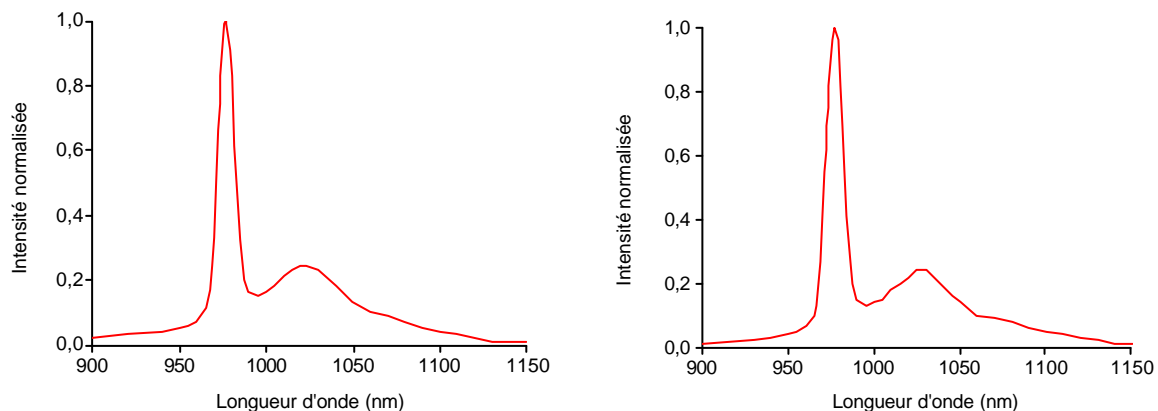


Figure III-18 : Emission mesurée transversalement (Résolution 0,5 nm). A gauche fibre 1, à droite fibre 2.

III-5-7 Récapitulation des résultats :

Fibre 1	Mesure longitudinale	Mesure transversale
Largeur du pic principal (nm)	8,05	10
Largeur du pic secondaire (nm)		
Rapport des intensités entre pic principal et secondaire	3,7	4,10
Longueur d'onde du pic principal (nm)	977	978
Longueur d'onde du pic secondaire (nm)	1026,4	1023,7

Fibre 2	Mesure longitudinale	Mesure transversale
Largeur du pic principal (nm)	8,1	12,2
Largeur du pic secondaire (nm)		
Rapport des intensités entre pic principal et secondaire	4,08	4,18
Longueur d'onde du pic principal (nm)	977	977,4
Longueur d'onde du pic secondaire (nm)	1024,35	1030,4

Tableau III-13 : Récapitulation des résultats.

Le pompage transversal a été effectué aussi à 920 nm avec des puissances de l'ordre du mW. Nous avons mesuré les largeurs du pic principal et avons obtenu des valeurs sensiblement identiques. Ce phénomène n'est donc pas lié à la longueur d'onde de pompage.

Il est probable que l'effet constaté lors de la mesure longitudinale provienne d'un processus d'affinement lié à des ré-absorptions différentes suivant les sites avec la puissance d'ESA. Cet effet a déjà été observé [7] même lorsque la puissance de pompe absorbée est faible (de l'ordre du mW). Il a été constaté simultanément une translation du spectre de 974 nm vers 976 nm. L'affinement varie alors de 7 nm à 3 nm. Dans notre cas, les puissances absorbées sont plus faibles encore (estimées entre 0,1 et 1 mW) mais l'affinement est plus petit lui aussi.

Nous ne sommes donc pas en mesure d'expliquer clairement ce comportement.

III-5-8 Les sections efficaces d'absorption et d'émission :

Diverses techniques existent pour mesurer le gain et l'absorption et nous avons utilisé la plus classique. La détermination des sections efficaces s'effectue généralement à partir des mesures de gain et d'absorption. Cependant, il est nécessaire de connaître la concentration en dopants, ce qui est très incertain dans les fibres de silice. (à l'inverse des fibres en verre fluorées par exemple). Pour calibrer les sections efficaces, on utilise généralement la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg car elle ne nécessite de connaître avec exactitude que le temps de vie de fluorescence, l'indice de la fibre, l'absorption et le gain.

La méthode de Fuchtbauer-Ladenburg :

La théorie de Judd-Ofelt [10] permet de relier la force d'oscillateur d'une transition, au temps de vie radiatif. Si on considère le niveau comme 100 % radiatif, nous arrivons aux relations suivantes appelées relations de Fuchtbauer-Ladenburg (F-L) :

$$s_e(I) = \frac{\langle I \rangle_{pic}^4}{8pctn^2} \frac{I_e(I)}{\int I_e(I) dI} \quad (1-33)$$

$$s_a(I) = \frac{g_2}{g_1} \frac{\langle I \rangle_{pic}^4}{8pctn^2} \frac{I_a(I)}{\int I_a(I) dI} \quad (1-34)$$

On observe de 10 à 15 % d'erreurs sur les sections efficaces mesurées avec cette méthode, dans le cas de l'Erbium [8].

Dans le cas de l'Ytterbium, nous avons vu que les transitions entre $^2F_{5/2}$ et $^2F_{7/2}$ peuvent être considérées comme principalement radiatives, c'est-à-dire que le temps de vie non radiatif (dû aux transitions par phonons) est négligeable.

Nous avons appliqué ces relations au spectre d'émission mesuré car celui-ci est moins bruité que le spectre d'absorption. Nous avons pris le temps de vie mesuré précédemment, un indice de 1,46 et un rapport $g_2/g_1 = 1$ (Voir plus loin). Nous avons, enfin, considéré le spectre corrigé des facteurs de recouvrement (Tableau III-4 et Figure III-19). On peut estimer l'erreur relative à $\pm 3\%$ en considérant la méthode de F-L comme valide.

Section efficace	Fibre 2
σ_a à 977 nm	$2,54 \cdot 10^{-24}$
σ_a à 917 nm	$7,29 \cdot 10^{-25}$
σ_e à 977 nm	$2,54 \cdot 10^{-24}$
σ_e à 1029 nm	$6,12 \cdot 10^{-25}$

Tableau III-14 : Sections efficaces (en m^{-2}) de la fibre 2 pour quelques longueurs d'onde.

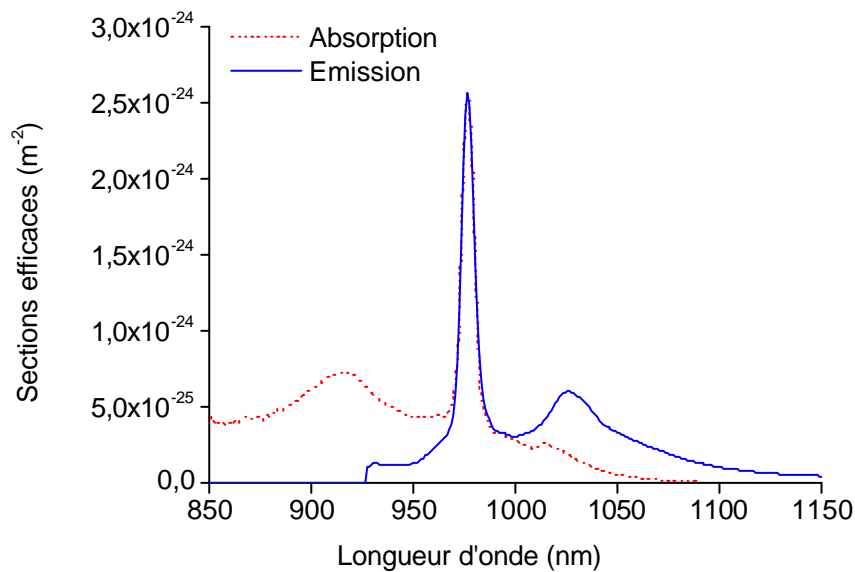


Figure III-19 : Sections efficaces de la fibre 2 en égalant la valeur à 977 nm.

On remarque que les pieds de l'absorption (après 990 nm) et de l'émission (avant 965 nm) sont mal définis à cause du seuil de détection de l'ASO.

Or, les valeurs dans ces bandes sont importantes car c'est le rapport de la section efficace d'émission à la section efficace d'absorption qui détermine la forme spectrale (Chap 3 II-4).

Pour avoir une estimation plus fine des ces valeurs, nous allons utiliser les relations de réciprocité reliant les sections efficaces entre elles.

En partant des relations 1-33 et 1-34, et en utilisant les relations :

$$\frac{\int I_e(I) dI}{I_e^{pic}} = \Delta I_e^{eff} \text{ et } \frac{\int I_a(I) dI}{I_a^{pic}} = \Delta I_a^{eff} \quad (1-35)$$

on arrive à la relation de réciprocité suivante :

$$s_a(I) = \frac{g_2}{g_1} \frac{\Delta I_e^{eff}}{\Delta I_a^{eff}} s_e(I) \quad (1-36)$$

avec g le nombre de sous-niveaux Stark du niveau inférieur ($g_1 = 4$) et g_2 le nombre de sous-niveaux Stark du niveau supérieur ($g_2 = 3$). Cette relation n'est évidemment valable que si les transitions ont même longueur d'onde au maximum d'intensité et même forme.

D'autre part, les relations d'Einstein fournissent la relation de réciprocité suivante :

$$s_a(I) = \frac{g_2}{g_1} s_e(I) \quad (1-37)$$

Le passage de F-L à Einstein n'est possible que si toutes les transitions ont la même probabilité, la même forme et sont homogènes.

D'autre part, ces relations sont justes dans le cas où l'on a l'égalité des populations des sous-niveaux Starks. Ceci n'est vrai que si l'écart d'énergie total entre sous-niveau Stark est inférieur à $k_B T = 200 \text{ cm}^{-1}$.

Or, nous avons vu que ce n'était pas le cas pour l'Ytterbium à température ambiante. D'autre part, l'Ytterbium est fortement non-homogène. Les relations de réciprocité d'Einstein ou de F-L ne sont donc pas valides dans notre cas.

La relation de réciprocité mise en défaut précédemment peut être ré-écrite en tenant compte de la statistique de Boltzmann de remplissage des sous-niveaux Stark [30]. Cela conduit à la nouvelle relation suivante :

$$s_e(I) = s_e(I) * \exp\left\{\frac{h(\mathbf{n} - \mathbf{e})}{k_B T}\right\} = s_e(I) * \frac{Z_l}{Z_u} \exp\left(\frac{E_{ZL} - hcI^{-1}}{kT}\right) \quad (1-38)$$

où Z_l , Z_u , k et E_{ZL} représentent les fonctions de partition des niveaux supérieurs et inférieurs, la constante de Boltzmann et l'écart d'énergie moyen entre les sous-niveaux inférieurs des niveaux supérieurs et inférieurs.

avec :

$$h\epsilon = -k_B T * \ln \left[\exp \left(\frac{-\Delta E_{21}}{k_B T} \right) \frac{1 + \sum_{k=2}^{g_2} \exp \left(\frac{-dE_{2k}}{k_B T} \right)}{1 + \sum_{j=2}^{g_1} \exp \left(\frac{-dE_{1j}}{k_B T} \right)} \right] \quad (1-39)$$

La relation de Mc Cumber donne des résultats beaucoup plus proches de l'expérience que les relations de réciprocités précédentes (F-L). On voit que l'égalité des populations des sous-niveaux Stark conduirait à un rapport Z_l/Z_u très différent de celui calculé en tenant compte de la répartition donnée par la relation de Mc Cumber (Tableau III-15). Cela confirme la vraisemblance de la théorie de Mc Cumber par rapport aux relations de F-L.

Hypothèse	Z_l/Z_u	$h\epsilon$
T° ambiante et milieu homogène	0,97	$2,03 \cdot 10^{-19}$
Egalité des populations des sous-niveaux	0,75	$2,05 \cdot 10^{-19}$

Tableau III-15 : Rapport des fonctions de partition et de l'énergie d'activation.

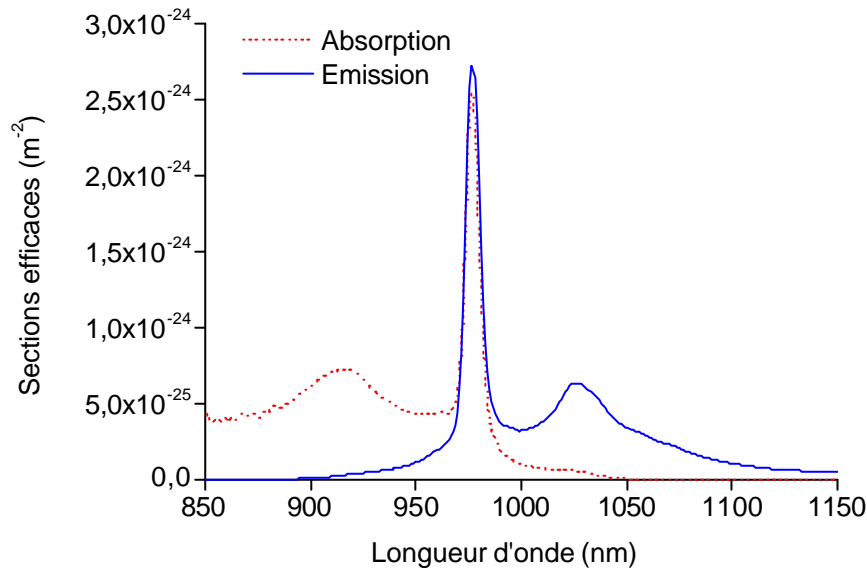


Figure III-20 : Spectre des sections efficaces en tenant compte du rapport donné par Mc Cumber et en recalculant les pieds du spectre.

Nous avons donc tenu compte de la répartition des populations des sous-niveaux. Nous avons pris le rapport des sections efficaces donné par Mc Cumber ($\sigma_e/\sigma_a = 1,06$). Nous obtenons des résultats (Figure III-20 et tableau III-16) proches de ceux donnés par le laboratoire de Southampton pour une fibre germano-silicate [4]. Il faut noter que la section d'absorption est relativement grande vis-à-vis d'autres types de dopants. Par exemple, pour le Néodyme, la section efficace d'absorption à 880 nm est de 10^{-24} m^2 . Pour l'Erbium, la section efficace d'absorption à 980 nm est d'environ $0,2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ et $0,2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$ à 1480 nm. Elle est de

$0,2 \cdot 10^{-24} \text{ m}^{-2}$ pour le Thullium. Enfin, elle est une à deux fois supérieure à celle de verres multi-composants dopés [3, 11].

Les pieds des sections efficaces d'absorption et d'émission sont à présent défini. Les valeurs trouvés sont bien inférieures à celles de la figure 19, ce qui montre que les mesures effectuées dans cette partie des courbes sont noyées dans un bruit de fond important provenant de la dynamique de détection de la chaîne de mesure.

Nous pouvons, à présent, estimer les quantités de dopants (Tableau III-17). On s'aperçoit alors que les dopages sont relativement élevés. Cela peut avoir des conséquences importantes en terme d'agrégats. Il a été montré [15] que, dans une fibre Erbium avec quelques centaines de ppm, on peut former quelques pourcents de paires d'ions (suivant la proportion d'Aluminium) ce qui conduit à une diminution du gain de manière importante.

Pour résumer notre approche, nous avons donc utilisé les mesures expérimentales d'absorption et de gain pour calculer les sections efficaces à partir des relations de F-L, l'hypothèse étant de considérer les transitions comme 100 % radiatives.

Pour les portions de spectres bruitées (pied des spectres), nous avons utilisé les relations de Mc Cumber. Le rapport des sections efficaces à leur maximum est estimé par cette dernière relation. L'hypothèse est que l'écart d'énergie est constant entre sous-niveaux Stark et en moyenne de 600 cm^{-1} . Nous obtenons :

Sections efficaces :

Section efficace	Fibre 2	Résultats de Southampton [4]
σ_a à 977 nm	$2,54 \cdot 10^{-24}$	$2,61 \cdot 10^{-24}$
σ_a à 917 nm	$7,29 \cdot 10^{-25}$	$8,05 \cdot 10^{-25}$
σ_e à 977 nm	$2,69 \cdot 10^{-24}$	$2,61 \cdot 10^{-24}$
σ_e à 1029 nm	$6,28 \cdot 10^{-25}$	$6,40 \cdot 10^{-25}$

Tableau III-16 : Sections efficaces obtenues (en m^{-2}).

Dopages estimés :

	Fibre 1	Fibre 2
Dopage (ppm)	12300 ± 1200	14600 ± 1500

Tableau III-17 : Estimation du dopage.

III-5-9 Le profil d'absorption longitudinal de la pompe (Figure III-21)

Une différence fondamentale entre une fibre dopée classique et la fibre dopée double gaine réside dans la façon dont la pompe est absorbée le long de la fibre. Si on considère que les ions dopants sont répartis uniformément dans le cœur, cela revient à déterminer le facteur de recouvrement de la pompe avec le cœur dopé. Nous analyserons ce point plus en détail dans le paragraphe IV.

Comme nous l'expliquerons, il est important de connaître si la variation longitudinale (c'est-à-dire dans le sens de propagation du signal) du coefficient d'absorption de la pompe dans la gaine de la fibre double gaine [31] a une incidence sur l'amplification.

On a donc procédé à la mesure de ce coefficient d'absorption pour plusieurs longueurs de fibres (de quelques mètres à quelques dizaines de centimètres). On mesure l'absorption avec une source de lumière blanche large bande injectée dans la gaine multimode. Cette méthode

est destructive, puisqu'elle nécessite de sectionner la fibre successivement. Pour injecter la source blanche, nous avons utilisé une fibre multimode de 60 μm et 0,2 d'ouverture numérique que nous avons soudée à la fibre double gaine testée.

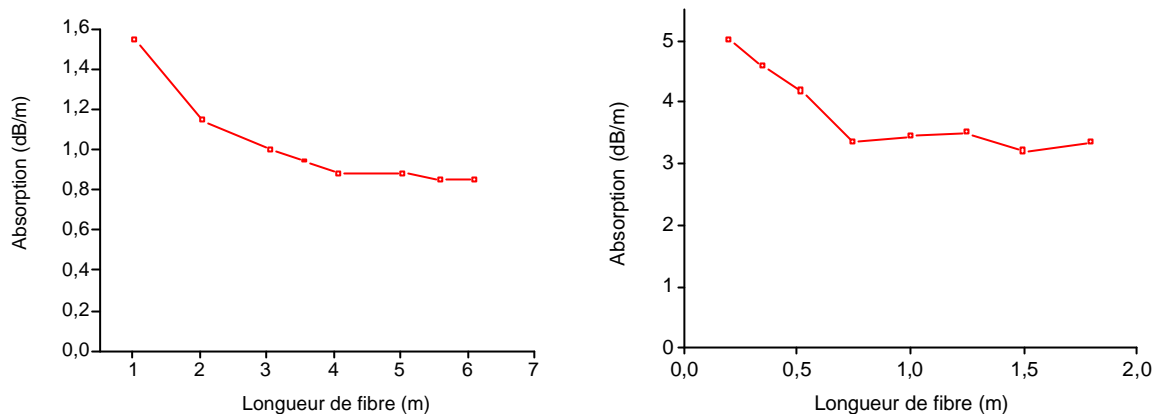


Figure III-21 : Absorption multimode en fonction de la longueur de pénétration de la pompe dans la gaine.
A gauche fibre 1, à droite fibre 2.

Commentaires :

Le coefficient d'absorption augmente quand on se rapproche de la source. Il existe une longueur pour laquelle l'absorption semble devenir constante. Cette longueur est très différente entre les deux fibres testées. Alors qu'un mètre suffit pour la fibre 2, la fibre 1 nécessite au moins 4 m. L'absorption est plus perturbée pour la fibre 2. Cela semble indiquer que tous les modes de la pompe ne participent pas à l'absorption de la même façon tout au long de leur propagation dans la fibre. Cela montre qu'il faut tenir compte de cette variation longitudinale du coefficient d'absorption dans le modèle développé.

III – 6 La puissance de saturation :

Celle-ci est facilement déduite de la mesure de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée dans une fibre dopée non pompée [8]. Il s'agit ensuite d'approcher celle-ci avec la relation suivante ayant P_{sat} comme paramètre :

$$P_s = P_e \exp\left(-\alpha_0 L + \frac{P_e - P_s}{P_{sat}}\right) \quad (1-40)$$

α_0 est le coefficient d'absorption non saturé de la fibre

L sa longueur.

P_{sat} sa puissance de saturation

Les valeurs du coefficient d'absorption utilisées sont celles mesurées:

$\alpha_0 = 820 \text{ dB/m}$ soit 189 m^{-1} fibre 1

974 dB/m soit 224 m^{-1} fibre 2

Note : Dans le cas où le coefficient d'absorption dans un amplificateur sature de façon homogène, la variation de puissance le long du milieu, d'un signal à l'entrée est donnée par :

$$\frac{dP(z)}{dz} = \frac{a_0}{1 + P(z)/P_{sat}} P(z) \quad (1-41)$$

avec α_0 le coefficient d'absorption non saturé et P_{sat} la puissance de saturation du signal.

Nous pouvons reformuler la transmission de la fibre en faisant apparaître les puissances d'entrée P_e et de sortie P_s après intégration de $z=0$ à $z=L$. Nous obtenons :

$$\ln\left(\frac{P_s}{P_e}\right) + \frac{P_s - P_e}{P_{sat}} = a_0 L \quad (1-42) \quad \text{et donc} \quad P_s = P_e \exp\left(-a_0 L + \frac{P_e - P_s}{P_{sat}}\right)$$

Dans le cas non-homogène, nous avons :

$$\frac{dP(z)}{dz} = \frac{a_0}{\left(1 + P(z)/P_{sat}\right)^{1/2}} P(z) \quad (1-43)$$

On obtient une relation plus complexe pour P_s [28].

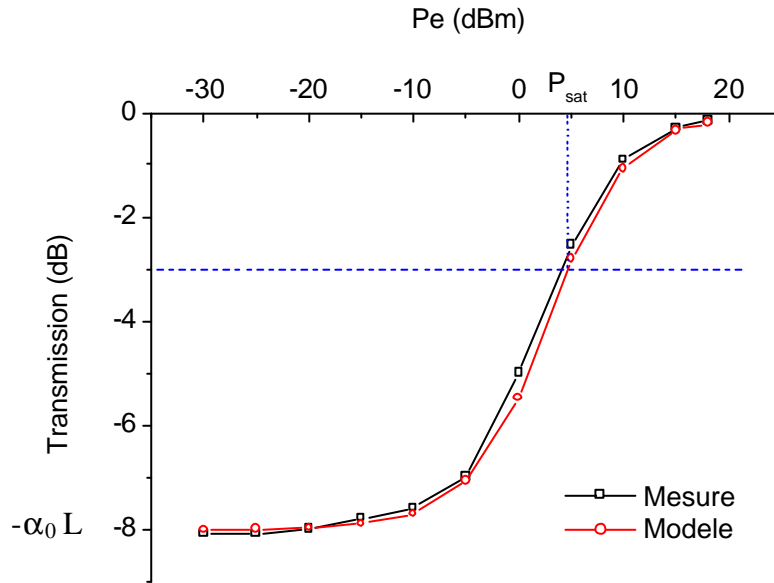


Figure III-22 : Puissance de saturation mesurée pour la fibre 1.

Nous trouvons une puissance de saturation de 2,1 mW en ajustant le coefficient α_0 à 205 m^{-1} (Figure III-22).

Cette relation ne tient pas compte de l'ESA. Elle est donc valide uniquement dans le cas où il n'y a pas d'ESA et suppose donc que la fibre est courte. D'autre part, elle considère que les dopants sont confinés au centre du cœur. Nous ne sommes pas en mesure de le savoir.

Il existe une relation en principe plus exacte tenant compte de l'ESA générée [8] que nous n'avons pas utilisé ici.

Enfin, la puissance de saturation est donnée par définition par :

$$P_{SAT} = A \frac{hu}{st} \quad (1-44)$$

Pour une fibre double gaine et sous certaines approximations (Chap 3 II-3-2), la puissance de saturation de la pompe (à 977 nm) dans la gaine peut s'exprimer avec la surface de la gaine:

$$A = A_g = A_s R_s \quad (1-45)$$

En reprenant les valeurs mesurées nous trouvons une puissance de 2,7 mW dans le cœur pour la fibre 1 et 4,6 mW pour la fibre 2 (Tableau III-18).

Fibre	R_s	σ m^{-2}	τ ms	A_s m^2	P_{sat} W	P_{sat} coeur mW
1	1221	$2,54 \cdot 10^{-24}$	0,85	$2,83 \cdot 10^{-11}$	3,2	2,7
2	369	$2,54 \cdot 10^{-24}$	0,81	$4,18 \cdot 10^{-11}$	1,5	4,2

Tableau III-18 : Puissance de saturations calculées à partir des paramètres précédemment mesurés.

Commentaires :

Dans certains cas, peut apparaître une asymptote ne tendant pas vers le zero de transmission. On peut l'expliquer par l'existence d'absorption par états excités, par un fort élargissement non-homogène ou bien par la présence d'agglomérats d'ions [15]. Nous n'avons pas observé un tel comportement.

III – 7 *Tentative de mesure de la largeur homogène :*

Le principe de la mesure repose sur la saturation spectrale du gain lors de l'amplification d'un signal monochromatique [83]. Si le signal est suffisamment fin spectralement, il va saturer uniquement une classe d'atomes (ou de sites), se traduisant par une dépression sous le pic signal. La largeur de celui-ci correspond à 2 fois la largeur homogène.

Nous avons utilisé la mesure de spectre transverse par fluorescence en injectant un signal à 1047 nm de 0,1 nm de largeur de raie, la fibre étant pompée à 975 nm. En augmentant la puissance du signal de 0 à 100 mW, nous n'avons pas relevé de dépression dans le spectre de gain.

Plusieurs causes sont susceptibles d'obscurcir le phénomène :

Le phénomène d'absorption par état excité dépeuplerait le niveau $^2F_{5/2}$ et diminuerait donc la fluorescence partant de ce niveau. Mais aucun niveau supérieur au niveau $^2F_{5/2}$ n'existe pour l'Ytterbium.

Un processus de relaxation croisée entre les ions ne participant pas à l'émission et ceux fournissant l'énergie au signal, rétablissant l'équilibre des populations des divers sites. Il est nécessaire que le temps de ces transferts d'énergie soit plus rapide que celle de formation de la dépression.

Une largeur du signal supérieure à la largeur homogène. Dans notre cas, nous avons un signal de l'ordre de 0,1 nm.

La température qui vient élargir la largeur homogène au point de créer un recouvrement entre la largeur homogène de diverses transitions Starks. C'est pourquoi, dans l'Erbium, on effectue la mesure précédente à 77 °K (dans l'azote liquide).

Une diminution globale du spectre d'émission indique une saturation de caractère homogène à température ambiante. C'est ce qui a été observé expérimentalement. Nous ferons donc l'hypothèse d'un comportement homogène de la matrice à température ambiante pour modéliser l'amplificateur sachant bien que cette hypothèse devrait être vérifiée expérimentalement par une mesure à basse température et avec un signal laser spectralement plus fin.

III – 8 Les effets de la température :

Les amplificateurs et lasers de fortes puissances peuvent mettre en jeu des puissances suffisamment importantes pour considérer les effets thermiques avec la plus grande attention [32]. Ces phénomènes furent mis, tout d'abord, en évidence dans les cavités solides telles que les barreaux dopés. L'arrivée des fibres double gaine et des fortes puissances de diodes laser de pompage porta à nouveau l'attention sur ces problèmes [134].

Quantité de chaleur minimale apportée au milieu :

Dans un laser ou un amplificateur à fibre, l'effet thermique provient essentiellement du déficit quantique entre les photons de pompe et les photons signal ou ESA. La différence d'énergie est perdue dans la matrice (Tableau III-19). La fraction minimale de la puissance pompe dissipée en chaleur est donc donnée par :

$$1 - \lambda_{\text{pompe}}/\lambda_{\text{signal ou ESA}} \quad (1-46)$$

Dans le cas d'une fibre dopée au Néodyme et pompée à 810 nm, cette fraction est de 24 %. Dans le cas d'une fibre dopée Ytterbium, pompée à 977 nm et émettant à 1083 nm, elle est de 10 %.

Si le rendement quantique de la transition laser est inférieure à l'unité, c'est-à-dire si une partie des ions excités se désexcite de manière non radiative, la puissance dissipée dans le milieu sera encore accrue.

λ_{pompe} (nm)	λ_{signal} (nm)	Fraction de puissance à dissiper (%)
920	1047	12
920	1100	17
977	1047	7
977	1100	11
810	1064	24
980	1560	37
1480	1560	5

Tableau III-19 : Fraction minimale de puissance perdue.

La quantité de chaleur apportée au système va créer une élévation de la température de la fibre et générer un stress mécanique. Cette élévation de température va dépendre de nombreux paramètres, citons par exemple [134] :

- les dimensions de la gaine et du cœur.
- la composition du verre
- la quantité de chaleur dissipée à la surface de la gaine (par convection ou conduction)
- le dopage et donc le coefficient d'absorption de la pompe
- la puissance de pompe injectée

- la nature de la transition (3 ou 4 niveaux)
- le degré de saturation de la pompe
- les pertes passives
- les transitions par états excités ou par tout autre processus non radiatif.

Dans les fibres, le rapport de la surface au volume est extrêmement grand. Pour comparaison, une fibre de 210 μm de diamètre de gaine et d'une longueur de 30 m a un volume d'environ 1 cm^3 et une surface d'environ 200 cm^2 . Un barreau d'un diamètre de 3 mm et de même volume aura une surface d'environ 10 cm^2 soit 20 fois moins. La fibre est donc très attractive pour dissiper de fortes puissances.

Il apparaît que, dans le cas où le diamètre de cœur est très inférieur au diamètre de gaine (cas des fibres), le stress maximal subi par la gaine externe est le double pour un milieu pompé longitudinalement par rapport au cas d'un barreau pompé uniformément[32].

La distribution de température décroît de façon monotone du cœur vers la surface externe. Pour un rapport de surface cœur/gaine = 1/20, la température du cœur peut être sept fois plus élevée qu'à la surface externe[134]. Le stress mécanique suit un profil différent. Le cœur est fortement comprimé pour voir son stress tendre vers zéro à la surface externe [134].

Effets de l'élévation de température de la fibre :

L'élévation de température dans la fibre peut avoir divers effets :

- modifier l'absorption de la fibre $\sigma_a(\lambda)$ [33]
- modifier l'émission de la fibre $\sigma_e(\lambda)$ [5]
- modifier le temps de vie τ [64, 76]
- créer un stress [134]
- modifier le profil d'indice [134]
- diminuer le rapport $\lambda_{\text{pompe}}/\lambda_{\text{signal}}$ ou ESA dû à la dépendance en température de l'énergie non-radiative [134]

Au cours de nos expériences, nous avons parfois constaté des dégradations partielles (indice localement modifié) ou irrémédiables du cœur de la fibre dû à la propagation d'impulsions de très grandes densités de puissance. Lors de ces phénomènes, une fusion ou une fracture locale peut apparaître. Le seuil de rupture des fibres silices se situe entre 10 et 100 GW/cm^2 [144].

Aussi, pour atteindre la limite de 1 GW/cm^2 , il serait nécessaire d'avoir plus de 500 W si le diamètre de mode est de 8 μm . Le laser de 110 W développé en 1999 [175] atteint des densités de 300 MW/cm^2 sans subir de dommages. On montre [32, 144] qu'il devient nécessaire de refroidir activement la fibre dans le cas de lasers approchant les 100 W.

Pour pallier à ce problème, il est nécessaire de diminuer la densité de puissance dans la fibre. Une méthode consiste à utiliser une fibre légèrement multimode. La lumière se propagera sur le mode fondamental LP_{01} sur une certaine distance fonction des courbures ou autres défauts géométriques de la fibre. Une autre méthode consiste à utiliser une fibre ayant un profil de dopage en M (les dopants se répartissent sur un anneau) [59, 60].

Effet de la température sur les spectres d'absorption et d'émission:

L'augmentation de la température va modifier la population thermique des sous-niveaux Stark du niveau $^2\text{F}_{7/2}$ [33]. Le tableau III-21 donne la répartition des populations des sous-niveaux en fonction de la température en considérant une distribution de Boltzmann comme nous l'avons fait au II-4-1.

Sous-niveaux Stark	25 °C	100 °C
g	0,14 %	0,49 %
f	2,79 %	5,49 %
e	97,08 %	94,02 %
d	0,07 %	0,29 %
c	0,58 %	1,53 %
b	5,29 %	8,93 %
a	94,05 %	89,25 %

Tableau III-21: Modification de la distribution de Boltzmann des populations.

Le passage de 25 à 100 °C double la population du sous-niveau b, ce qui va doubler l'absorption aux longueurs d'onde supérieures à 1000 nm. L'émission va diminuer mais dans une moindre mesure.

Nous avons tracé l'incidence d'une telle variation sur le spectre de gain d'un amplificateur de 20 m de fibre 1 avec 1 mW de signal d'entrée et 1 W de pompe injectée (Figure III-23).

La bande spectrale d'amplification est décalée vers les grandes longueurs d'onde. Les longueurs courtes sont très atténuées (Figure III-23 A) tandis que les longueurs d'onde au-delà de 1090 nm voient leur gain légèrement augmenter de 2 dB (Figure III-23 B)

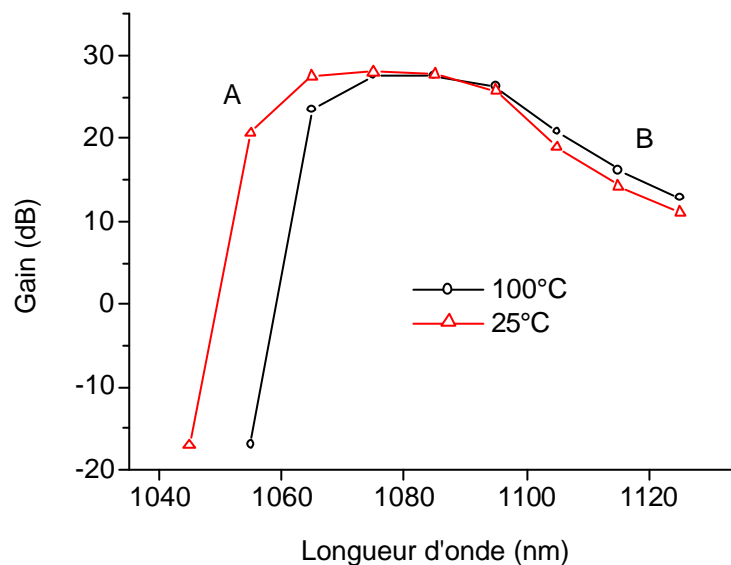


Figure III-23 : Modification du gain en doublant les sections efficaces d'absorption après 1000 nm

Effet de la puissance de pompe à l'endroit de la soudure monomode-double gaine :

A cet endroit, la puissance de pompe résiduelle doit s'échapper de la gaine. Ceci engendre une élévation de la température localement puisque la quantité de chaleur à évacuer peut parfois être assez élevée (quelques 100 mW à 1 W !). Si l'on ne prend pas garde à évacuer progressivement cette puissance, l'échauffement peut détériorer définitivement la fibre. Ce problème a été technologiquement résolu mais ne sera pas détaillé ici pour des raisons de secret industriel.

IV Spécificités des fibres double gaine

IV – 1 Introduction

Nous avons déjà abordé les spécificités des fibres double gaine dans le paragraphe précédent lorsque nous avons mesuré l'absorption et le gain ainsi que l'ouverture numérique de la gaine ou le profil longitudinal d'absorption de la pompe. Cette dernière mesure montre que la gaine n'agit pas de la même manière sur le signal de pompe s'y propageant. C'est un problème de mélange des modes transverses dans la gaine. Nous détaillerons l'influence du mélange de mode et les difficultés liées à sa modélisation. Nous donnerons les principaux moyens d'optimiser cette grandeur.

Puis, nous mettrons l'accent sur la propagation possible du signal dans la gaine et ses effets potentiels.

Enfin, nous donnerons les principales techniques permettant d'injecter la puissance de la pompe dans la gaine. Cela permettra de donner les contraintes imposées par la structure de la fibre et par les technologies de diodes laser existantes. Un tableau synthétisera les principaux résultats de couplage obtenus et les avantages et inconvénients identifiés.

IV – 2 Le mélange de modes

IV-2-1 Difficulté de la modélisation

Dans une fibre double gaine, la pompe est multimode longitudinale et se propage dans une gaine multimode transverse de 50 à 300 μm de diamètre.

Au cours de sa propagation, la pompe est partiellement absorbée par les ions dopants (généralement, dans le cœur) car les modes transverses de la pompe recouvrent, en fait, plus ou moins les ions dopants.

L'analyse théorique exacte de l'absorption de la pompe au cours de sa propagation doit considérer la propagation du champ électromagnétique remplissant les conditions aux limites spécifiques [42]. De plus, il est nécessaire de calculer le recouvrement des modes de propagation ainsi défini avec les modes du signal injecté (celui-ci peut être gaussien dans le cas d'une injection en espace libre par l'extrémité de la fibre ou plus complexe dans le cas du couplage par le V).

Les temps de calculs peuvent devenir très longs dans le cas d'une section cylindrique et très complexes dans le cas d'un autre type de section. Par exemple, dans la fibre 2 avec une pompe à 977 nm et un rayon fictif de 120 μm , nous avons $V = 771$. Le nombre de mode est

alors d'environ 300000 ($\frac{V^2}{2}$) (Figure IV-1). De ce fait, il est presque impossible, avec les moyens actuels, de connaître analytiquement les solutions des équations de propagation.

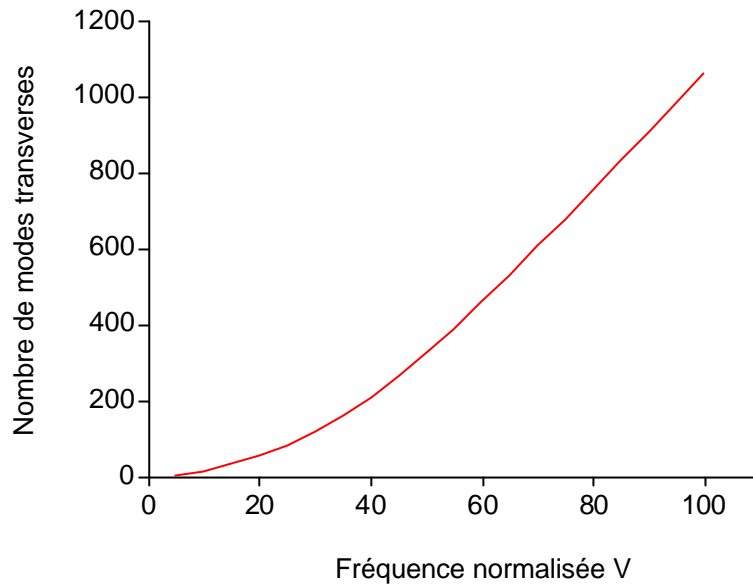


Figure IV-1 : Estimation du nombre de modes se propageant dans une fibre de section circulaire en fonction de la fréquence normalisée de la fibre.

De plus, même en connaissant les solutions, il est nécessaire de connaître la distribution d'intensité de la pompe dans la fibre pour calculer les répartitions d'énergie dans la fibre.

Il est donc nécessaire d'utiliser le calcul numérique ou bien d'utiliser des paramètres ad hoc [31, 39].

La plupart des logiciels actuellement utilisés sont basés sur des méthodes de type BPM ou éléments finis [40]. D'autres approches intermédiaires comme la propagation par rayons lumineux apportent déjà des renseignements importants [41].

Dans une approche différente, on estime que la fibre a une forme telle que le mélange de modes est parfait et que seul le rapport des sections de cœur et de gaine est suffisant, c'est l'hypothèse généralement admise.

IV-2-2 Modélisation par tracé de rayon

Nous avons entrepris la modélisation de propagation par tracé de rayon dans la cas du couplage transversal par V. Les rayons proviennent d'une source fictive à $z = 0$. Les diodes laser utilisées émettent suivant une surface d'émission de $1 \times 100 \mu\text{m}^2$ ou $1 \times 200 \mu\text{m}^2$ et le faisceau diverge suivant des angles très différents. L'intensité peut être considérée comme gaussienne suivant un plan normal parallèle ou perpendiculaire à la surface d'émission. A travers la lentille double cylindrique, les points de focalisation sont dirigés chacun sur une face du V. Par réflexion spéculaire, celui-ci va rediriger les rayons dans la gaine. Suivant l'O.N de la fibre, seuls les rayons ayant un angle inférieur à l'angle critique $\theta_c = \sin^{-1}(O.N)$ sont guidés. La source peut alors être modélisée comme une section linéaire d'environ $10 \mu\text{m}$ émettant des rayons de demi angle α et β par rapport à l'axe de la fibre (Figure IV-2). Expérimentalement, le faisceau ainsi re-focalisé émet suivant des angles d'environ 20 à 25 degrés.

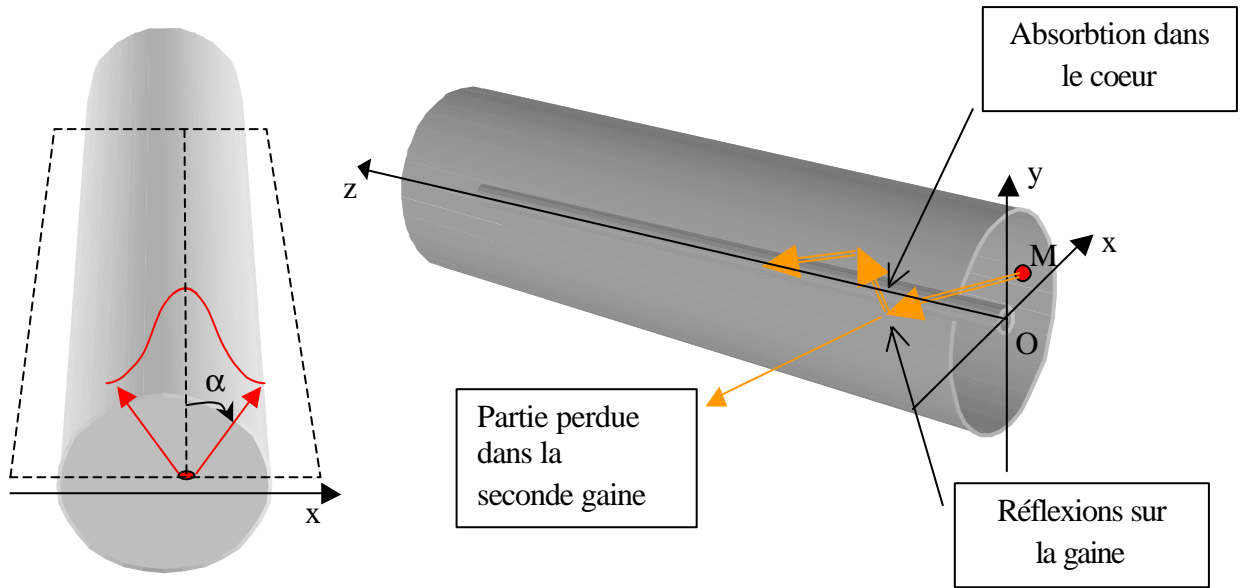


Figure IV-2 a : A partir de chaque point source fictif (M), suivant les deux plans orthogonaux considérés, l'intensité du rayon d'angle α (plan xOz) et β (plan yOz) suit un profil gaussien d'intensité.
 Figure IV-2 b : Le rayon émis se propage et subit des réflexions sur la gaine, de l'absorption dans le coeur ...

Les principaux paramètres considérés dans le modèle sont :

- Les réflexions totales à l'interface gaine/polymère (rayons guidés dans la gaine)
- Les réflexions totales à l'interface coeur/gaine (rayons guidés dans le coeur)
- Les transmissions à travers le coeur (rayons non guidés dans le coeur)
- L'absorption dans le coeur
- Les transmissions à travers la gaine (rayons à fuite)
- La courbure ou torsion de la fibre

Les temps de calcul s'avèrent très long mais nous donnent quelques moyens d'analyse.

Résultats du modèle :

Effet du profil de la gaine :

Nous avons comparé l'absorption dans une fibre de profil circulaire et carrée (Figure IV-3). La longueur de fibre est de 1 m. Les rapports des surfaces coeur/gaine des deux fibres sont identiques. Il apparaît que la gaine carrée a une meilleure absorption que la gaine circulaire au-delà d'une certaine longueur de fibre (30 cm dans notre cas). L'absorption dans la fibre circulaire n'augmente plus au-delà d'une certaine longueur de fibre (40 cm). L'absorption de la fibre carrée est supérieure à l'absorption calculée à partir du rapport des surfaces. La courbe pour la gaine carrée s'arrête à 0,5 m. Nous n'avons pu aller au delà car les temps de calculs sont très longs (Logiciel interprété Matlab sur PC Pentium X86: 0,5 m de fibre / 48 h de calcul)

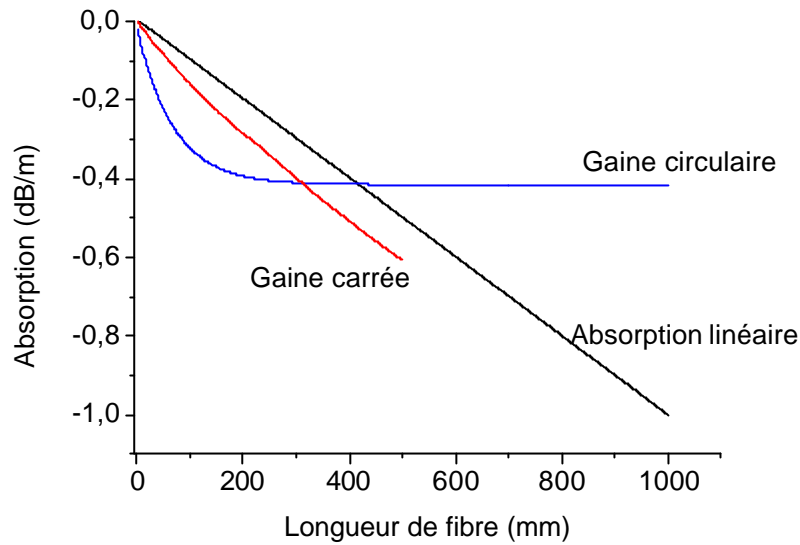


Figure IV-« : Résultats de simulation dans le cas d'une section circulaire et carrée comparé à l'absorption équivalente déduite du rapport des sections dans une fibre de 1 dB/m.

Dans une fibre circulaire, si les rayons ne coupent pas le cœur entre deux réflexions sur la gaine, ils ne le couperont théoriquement jamais (Figure IV-4). Cela signifie qu'une partie du signal injecté sera transmis sans absorption quelque soit la longueur de fibre utilisée. Suivant la technique d'injection utilisée, la partie de rayons croisant le cœur par rapport à la partie ne la croisant pas n'est pas la même.

Dans le cas de la fibre carrée, les rayons finissent toujours par couper le cœur après un nombre de réflexions dont le nombre varie avec l'angle d'inclinaison du faisceau (Figure IV-5).

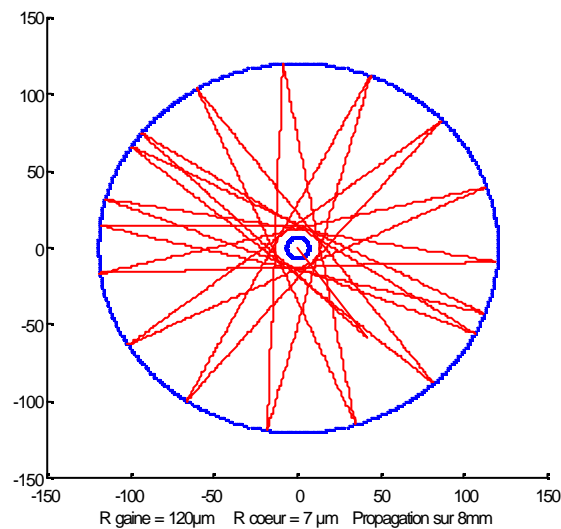


Figure IV-4 : Résultats de simulation dans le cas d'une fibre de section circulaire.

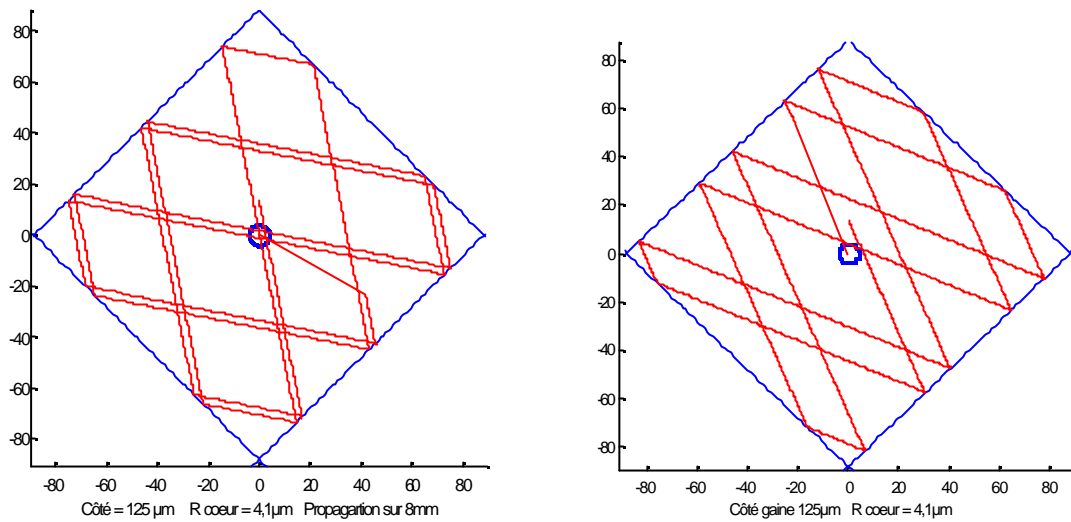


Figure IV-5 : Résultats de simulation dans le cas d'une fibre de section carrée.

Même si le rayon ne coupe pas le cœur entre deux réflexions, il finira obligatoirement par le couper, après une longueur de propagation dépendant de sa direction à la source.

Effet des courbures de la fibre :

En introduisant un rayon de courbure de 30mm, l'absorption de la pompe est améliorée (Figure IV-6). C'est une méthode intéressante dans le cas des fibres circulaires ou quasi circulaires.

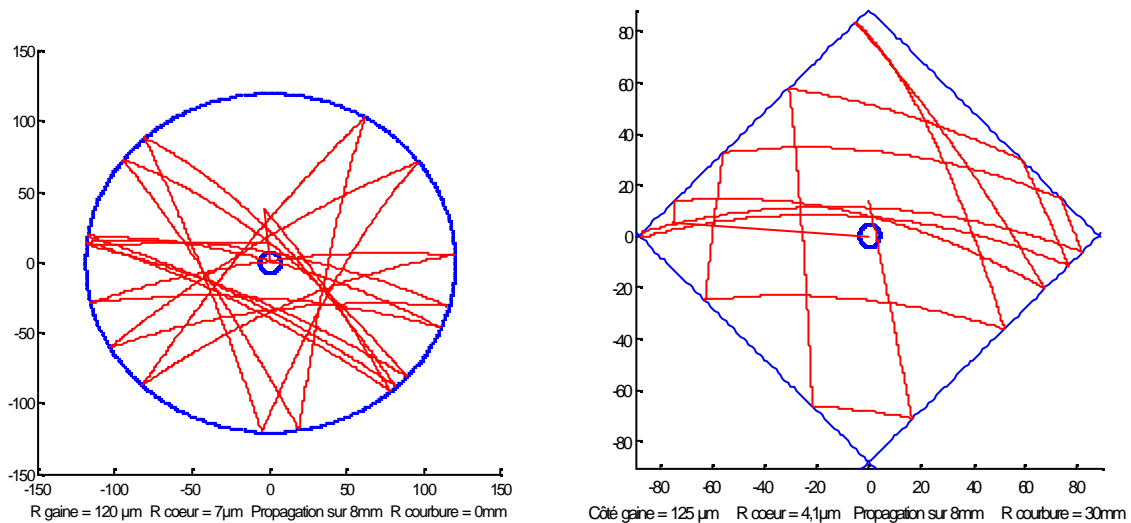


Figure IV-6 : Résultats de simulation dans le cas d'une fibre de section circulaire et carrée avec courbure.

IV-2-3 Optimisation du mélange de mode sur l'absorption :

Dans le but d'optimiser les caractéristiques des fibres, quelques laboratoires ont étudié les propriétés d'absorption des fibres double gaine.

Une partie des résultats [39, 40, 41, 42, 43, 44] montre clairement qu'afin d'augmenter l'absorption, il est nécessaire d'avoir recours à des structures transverses non symétriques afin d'obtenir une propagation dite chaotique. Le mélange de mode est donc dépendant de la structure de la fibre, et aussi de la longueur de fibre prise en compte. Toutes les fibres présentent une décroissance monotone de l'absorption en fonction de la longueur de pénétration du signal dans la fibre. D'autres techniques utilisent un profil de dopage en anneau [59, 60] ou un cœur décentré [61] dans une gaine circulaire pour augmenter le recouvrement des modes. Une mesure faite sur une fibre dopée Néodyme montre que 5 % seulement de la pompe est absorbée si le cœur est centré sur la gaine et 28 % dans le cas où il est décentré [184].

Un autre moyen est la courbure de la fibre [62, 63, 135]. C'est particulièrement utile dans le cas d'une fibre circulaire double gaine. L'absorption étant théoriquement limitée, on peut dépasser ce seuil en créant des contraintes géométriques sur la fibre. Nous avons tenté de mesurer les effets de telles contraintes sur les fibres 1 et 2 (Figure IV-7). Il apparaît que la fibre 2 de section carrée n'engendre aucun effet sur l'absorption si on la courbe de diverses manières que ce soit. En revanche, la fibre 1 réagit très significativement.

L'optimum en terme d'absorption est obtenu avec la figure dite en haricot (« Kidney shape »).

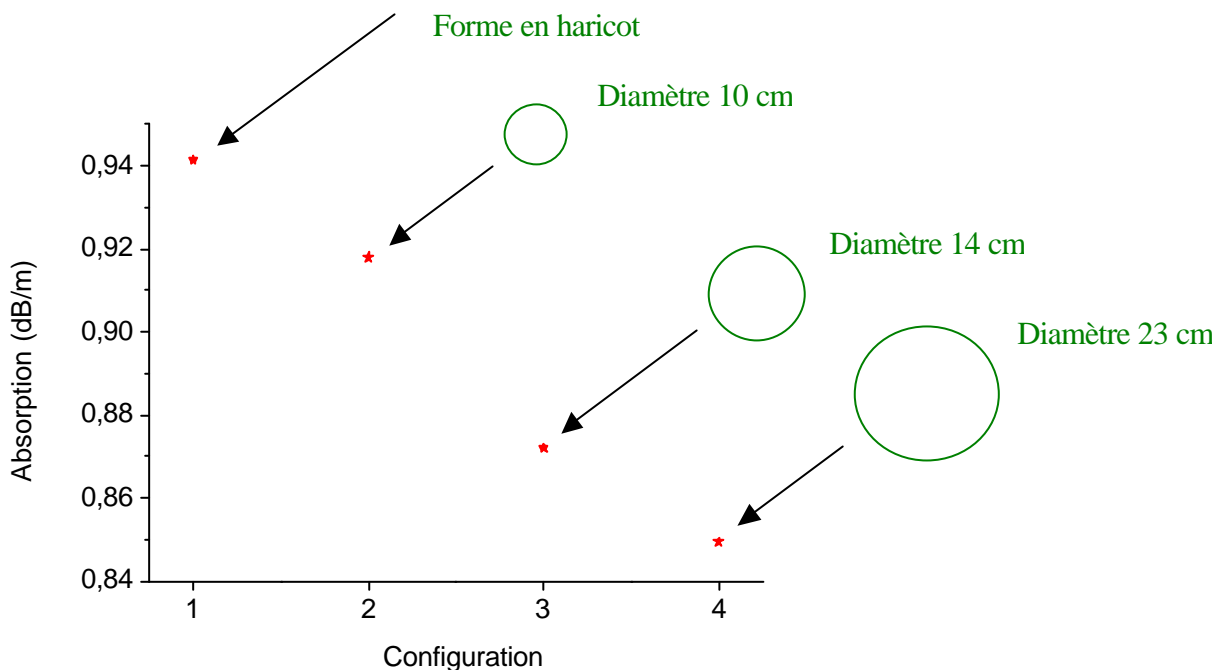


Fig IV-7: Absorption mesurée sur la fibre 1 pour diverses courbures de la fibre.

IV-2-4 Effets du mélange de mode sur le champs lointain mesuré:

Nous avons mesuré le champ lointain provenant de la propagation de la pompe dans la gaine multimode. Nous avons effectué cette mesure sur la fibre 2 de section carrée et d'environ 3 m. Nous observons (Figure IV-8 à gauche) un anneau lumineux avec, au centre, une petite tache beaucoup moins lumineuse et plus granuleuse. C'est la figure de speckle provenant du signal sortant du cœur. L'anneau correspond à la pompe non absorbée. En touchant du doigt la fibre (Figure IV-8 à droite), la figure mesurée devient très instable. L'anneau disparaît pour faire place à une distribution plus uniforme de la lumière sur un diamètre identique au grand diamètre de l'anneau initial. Le centre est un peu plus intense. On a augmenté le mélange de mode de cette façon.



Fig IV-8 : Champ lointain mesuré.
A gauche : Fibre fixe.
A droite : Fibre touchée du doigt.

IV-2-5 Les fibres double gaine utilisées:

Dans le paragraphe précédent, nous avons mesuré la dépendance longitudinale du coefficient d'absorption. Ces résultats sont proches du comportement modélisé avec le tracé de rayon dans le cas d'une section carrée (Figure IV-3). Effectivement, la fibre 2 est de section carrée elle aussi. Nous n'avons pas pu mesurer l'absorption pour de très faibles longueurs de fibre car nos moyens de mesures n'étaient pas assez précis. Cependant, nous avons, qualitativement le comportement de l'absorption. Pour la fibre 1 de sections «en fleur», le comportement est semblable mais la longueur d'interaction est plus grande. Nous avons vu que les pétales de la fleur sont très peu prononcées (Figure III-7 et Tableau III-3). Cela montre qu'une très faible modification de la section circulaire tend à rapprocher le comportement de celui d'une section carrée. On peut supposer que plus la modification de la forme est importante, plus la longueur d'interaction sera courte.

IV – 3 *Autres spécificités des fibres double gaine*

La gaine est destinée à recueillir le champ émis par la diode laser et à le propager en assurant un bon mélange de modes. Mais d'autres signaux peuvent être propagés dans la gaine comme la partie d'émission spontanée générée dans le cœur.

Calcul simple de la partie d'émission spontanée guidée par la gaine et dans le cœur
(Figure IV-9):

On considère la fibre 1 :

O.N gaine	0,4
O.N coeur	0,11
Diamètre gaine	210 μm
Diamètre coeur	6 μm
n	1,45

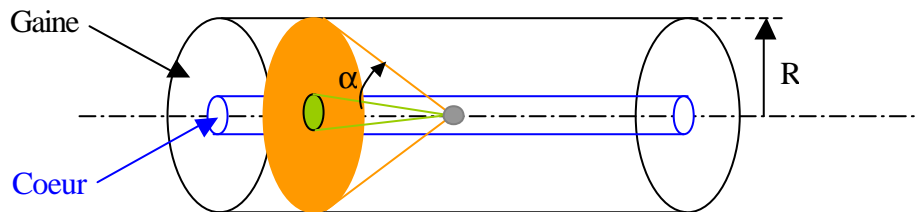


Figure IV-9: Capture de l'émission spontanée par le cœur et la gaine.

L'émission spontanée est générée dans un angle solide de 4π .

L'angle solide correspondant à l'ouverture numérique est : $A = \pi (O.N / n)^2$ (1-47)

Pour la gaine, cela donne : $2 * 0,23 \text{ str}$

Pour le cœur, cela donne : $2 * 18 * 10^{-3} \text{ str}$

Nous avons donc $2 * 0,23 / 4\pi = 4 \%$ d'ESA générée et guidée dans la gaine.

Et $2 * 18 * 10^{-3} / 4\pi = 0,3 \%$ d'ESA générée et guidée dans le cœur.

Connaissant cette partie encore guidée, il faut ensuite tenir compte de sa ré-absorption lors de sa propagation ainsi que de sa ré-injection à la soudure de sortie.

Ce phénomène peut être critique, dans le cas des fibres double gaine PM. En effet, le taux d'extinction mesuré peut se réduire fortement à cause de la partie d'ESA non polarisée guidée dans la gaine.

On peut aussi se demander ce que devient la partie de signal perdue aux soudures mono – double gaine : En effet, les pertes par soudures dépendent des diamètres de cœur des fibres utilisées. En choisissant une fibre simple gaine adéquate, on peut réduire les pertes par soudure avec la fibre 1 à 1 % (-0,04 dB). Cependant, on n'a pas toujours d'aussi bons résultats et nous obtenons plutôt entre 4 % (-0,17 dB) et 8 % (-0,36 dB) de pertes par soudure ! Cette partie du signal peut être réintroduite dans la gaine et, selon son vecteur de propagation, réinjectée dans le cœur après une certaine distance. Or, avec une onde monochromatique, cela revient à considérer la fibre double gaine comme un Mach-Zender. De plus, si l'on fait un raisonnement analogue à la soudure de sortie, mais en considérant, cette fois, une partie du signal comme réfléchi dans la gaine, nous obtenons des effets interférométriques et d'ondes stationnaires (Figure IV-10). Il est extrêmement utile de quantifier ces phénomènes. Nous n'avons pas eu le temps d'étudier de manière approfondie théoriquement et expérimentalement ces phénomènes, cependant, on peut imaginer quelles seraient les conséquences sur le signal amplifié observé. Nous devrions observer un effet de modulation

du signal suivant sa longueur d'onde. L'effet devrait s'accroître avec les pertes des soudures et avec de plus faibles diamètres de gaine.

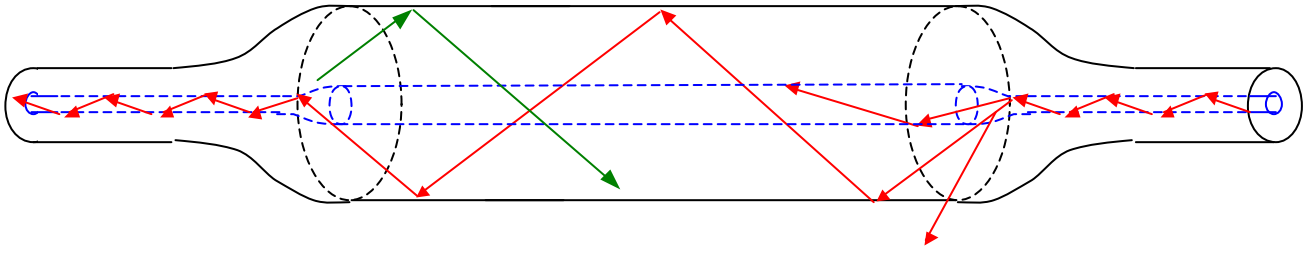


Figure IV-10: Pertes aux soudures avec ré-injection dans le cœur.

IV – 4 *Les techniques d'injection de la pompe*

IV-4-1 **Présentation du problème**

Différentes techniques existent pour injecter le signal de pompe dans la gaine. Le premier problème réside dans l'accès du signal à l'entrée de la fibre lorsque la fibre double gaine dopée est utilisée dans les amplificateurs optiques. Cette contrainte n'existe plus dans le cas d'un laser puisque généralement un miroir 100 % est placé à l'une des extrémités. Nous avons, tout d'abord, rappelé les contraintes liées au couplage, puis énuméré les différentes techniques actuellement utilisées commercialement ou au stade des études et développement.

Contraintes liées à l'injection dans une fibre double gaine :

Il est nécessaire de conserver une égalité entre le produit $O.N \text{ fibre} \times \text{largeur effective de la fibre}$ et $O.N \text{ diode} \times \text{largeur d'émission de la diode}$. Cela signifie, en terme énergétique, que les quantités d'énergie lumineuse soient conservées (conservation du flux lumineux), et en terme géométrique que l'étendue du faisceau optique soit conservée. Cette égalité se transforme en inégalité car il est impossible d'effectuer cette conversion sans perte d'énergie ou perte d'étendue du faisceau. Le faisceau issu des diodes laser est elliptique c'est-à-dire que les largeurs de la tache de diffraction mesurées suivant deux axes perpendiculaires sont différentes. Il peut aussi souvent être astigmatique, c'est-à-dire que les distances focales sagittale et tangentielle sont différentes. Plutôt que le produit $O.N \text{ diode} \times \text{largeur d'émission de la diode}$, le *produit des paramètres du faisceau* (« beam parameter product ») est communément employé pour quantifier la qualité du faisceau. Il correspond au produit de l'angle d'émission du faisceau par la largeur totale du faisceau au waist. Un autre paramètre souvent utilisé est le paramètre de diffraction noté M^2 . Il est relié à la divergence θ_0 et à la largeur du faisceau émis au waist W_0 par la relation :

$$q_0 = M^2 \lambda / \pi W_0$$

En limite de diffraction, un faisceau émis possède un paramètre $M^2 = 1$.

Revenons sur les caractéristiques des diodes laser.

Caractéristique des diodes lasers de faibles puissance (quelques 100 mW):

C'est dans les années 1980 que les technologies associées à ces diodes se développèrent fortement sous l'impulsion du marché des télécommunications et du stockage de données. Elles sont constituées d'une surface d'émission de l'ordre du μm (typiquement $1\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$). Le faisceau est de grande qualité ($M^2 = 1,05$ dans les deux plans perpendiculaires) c'est-à-dire que plus de 90 % de la puissance est comprise dans un mode fondamental gaussien. Le faisceau est elliptique mais non astigmatique. Elles permettent des rendements de couplage de 75 % mais les puissances ne dépassent pas quelques 100 mW.

Caractéristique des diodes lasers de fortes puissances (1 W ou plus):

Afin d'augmenter la puissance des diodes, il est nécessaire de réduire la densité d'énergie dans la diode (typiquement de 1 à 10 MW/cm²) afin d'éviter les phénomènes de filamentation (dus au phénomène de saturation spatiale du gain ou SHB) ou de dommage aux facettes (dus à une trop grande réflectivité et à la qualité de surface). Pour pallier à ces problèmes, le concept de surface d'émission de grande taille (LOC : Large Optical Cavity) a été introduit récemment. L'épaisseur de la jonction ne pouvant être augmentée, c'est la largeur du guide qui est concernée. Les surfaces d'émission sont alors très dissymétriques. Les modes de propagation ne sont alors plus uniquement les modes d'Hermite Gauss, mais font apparaître des modes d'ordre supérieur. Cela conduit à l'apparition de lobes secondaires ne pouvant être couplés dans la fibre. Le lobe principal (couplé dans la fibre) garde cependant un profil pratiquement gaussien. Les dimensions de la surface d'émission sont classiquement de 50 à 200 μm dans le plan de la couche active à 1 ou 2 μm dans le plan perpendiculaire [62]. Les angles de diffraction en champ lointain présentent un fort astigmatisme. Ils vont de $\theta_y \times \theta_x = 10^\circ \times 26^\circ$ à $10^\circ \times 40^\circ$. Le champ lointain est la transformée de Fourier du profil en champ proche. Cela signifie que le rapport des largeurs du faisceau est inversé par rapport à celui de la surface d'émission (Figure IV-11).

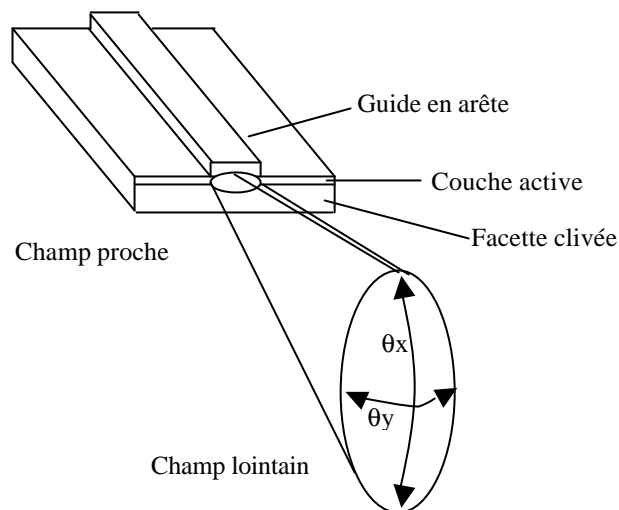


Figure IV-11 : Diffraction du champ proche vers le champ lointain.

Des structures monolithiques plus complexes sont apparues en vue d'obtenir un faisceau de meilleure qualité [62] (Figure IV-1). Ainsi les diodes α -DBR et ARROW permettent toutes d'obtenir plus de 1 W. Cependant, de nombreux problèmes comme des instabilités de

puissance conduisirent à abandonner de telles structures au profit des diodes dite MOPA (« Master Oscillator Power Amplifier »). Celles-ci apparurent dans le milieu des années 1980. Le principe est d'utiliser une structure amplificatrice indépendante de l'oscillateur. L'aboutissement et la plus prometteuse est le laser à cavité évasée (« Tapered »), dans laquelle la structure devient monolithique.

Le laser à cavité instable (ou à cavité évasée) (LCI) [62]:

Une section monomode permet d'obtenir un faisceau quasiment gaussien. Un évasement linéaire de 6 à 10° assure la diffraction libre de l'onde. La surface d'émission est de 3 μm × 400 μm . Un effet laser s'établit entre la face avant et arrière du dispositif. Le mode de sortie conserve son caractère gaussien. Le grand volume actif limite les effets non-linéaires du gain optique et les effets thermiques. Le rendement électro-optique est d'environ 27 % [79]. Le faisceau possède un astigmatisme et une ellipticité (10×30) nécessitant une optique de couplage adaptée (à trois lentilles). Des couplages de 60 % ont été obtenus à 1,48 μm dans une fibre monomode SMF28 [79, 58].

Enfin, l'utilisation de barrettes de diodes permet d'accroître considérablement la puissance de pompage [62]. Afin d'augmenter la puissance totale émise, tout en limitant la largeur de la surface d'émission à 200 μm , on multiplie le nombre de surfaces émettrices en les juxtaposant sur le même substrat. Des structures monolithiques jusqu'à 10 mm contenant de 20 à 70 diodes sont tout à fait courantes. Cela permet d'atteindre des puissances de 100 W. La technologie de fabrication est identique à celle des diodes classiques. Le problème majeur réside dans la dissipation thermique et la suppression des effets de couplages entre diodes élémentaires.

Chacune des diodes étant indépendantes, les faisceaux sont incohérents. Des optiques plus ou moins complexes existent mais, généralement, le couplage s'effectue dans une fibre multimode de grands diamètres (quelques millimètres). Notons qu'il existe aussi des barrettes de diodes laser à cavité évasée.

Technologie	Premiers travaux	Principaux résultats
MOPA	SDL en 1992	1,1 W couplé à 980 nm (1995)
α DFB	SDL en 1996	1 W à 980 nm (1996)
ROW-ARROW	1997	
Laser à cavité instable (LCI)	MIT 1992	0,7 W à 1,5 μm (1997)
	Alcatel 1996	1 W couplés à 1,5 μm (2000)

Tableau IV-1: Technologies associées aux diodes laser de puissance.

Deux solutions sont donc envisagées :

- Adapter le faisceau à la fibre existante en utilisant des optiques plus ou moins complexes.
- Adapter la fibre à la forme du faisceau. C'est l'origine de l'utilisation de fibres à gaine carrée ou rectangulaire et aux fibres double gaine.

Evidemment, les deux axes de recherche existent simultanément.

IV-4-2 Les principales techniques utilisées

Nous présentons, ici, les principales techniques de couplage de la puissance de pompe dans une fibre double gaine. Le tableau IV-3 présente les avantages et inconvénients de chacune d'elles.

Injection par l'extrémité de la fibre (Figure IV-12)

La première technique est l'injection par l'extrémité de la fibre. Le rendement de couplage d'une diode laser dans une fibre monomode sans optique intermédiaire n'excède pas 10%. L'utilisation d'une optique de focalisation dans l'axe de la fibre permet d'atteindre des rendements de couplage d'environ 60 % [54, 57, 58, 59, 60, 75]. Afin de réduire la dimension des pièces mécaniques, des lentilles sphériques ou à gradient d'indice (Lentilles GRIN), des fibres effilées (Fibre taper) [49] ou fibres lentillées [75] ont été expérimentées et permettent des couplages d'environ 55 %. Les meilleurs résultats expérimentaux ont montré des rendements de 85 % et des rendements électro-optiques de 30 % avec des optiques de grandes tailles [62].

Dans le cas de fibres monomodes, les tolérances d'alignement sont assez sévères [62] comme le montre le tableau IV-2.

Paramètre	Tolérances avant diminution de 10 % du rendement.
Déplacement perpendiculaire à l'axe optique	+/- 1,1 μm
Déplacement suivant l'axe optique	+/- 19 μm
Désalignement angulaire	+/- 1,6 °
O.N	+/- 0,03

Tableau IV-2: Tolérances sur certains paramètres opto-géométriques de la diode laser.

Dans le cas de l'injection dans une fibre multimode (ou double gaine), les rendements vont de 55 % [58, 204, 89] à 75 % [63] dans le cas de barrettes de diodes. Les tolérances d'alignement sont alors beaucoup moins sévères, mais la dimension des optiques reste importante.

Pour comparaison, nous présentons les résultats de couplage d'une diode laser monomode et multimode dans une fibre multimode :

Une diode laser de 250 mW avec 30 μm de surface d'émission a un rendement de 80 % quand elle est injectée dans une fibre multimode à gradient d'indice de 50 μm [78]

Une diode laser de 4 W avec 100 μm de surface d'émission a un rendement de 60 à 65 % quand elle est injectée dans une fibre multimode de 100 μm .

Cette technique peut être associée à la technique de combinaison de faisceaux optique en espace libre [51]. Les principes de combinaison de faisceaux incohérents reposent sur le multiplexage spatial, en polarisation ou en longueur d'onde. Le rendement de combinaison est de l'ordre de 60 %. L'avantage d'une telle structure est la possibilité de combiner un grand nombre de diodes laser et donc d'atteindre des puissances de 10 W ou plus dans une fibre multimode de 50 μm [51].

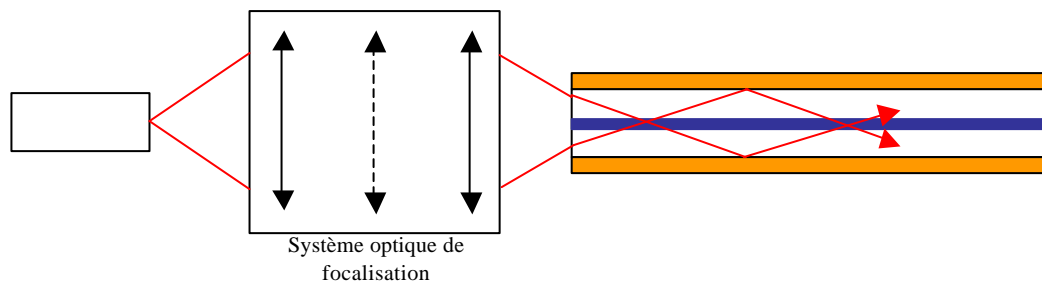


Figure IV-12 : Couplage par l'extrémité avec succession de lentilles asphériques, et cylindrique.

Injection par prisme (Figure IV-13):

La seconde technique est l'injection par prisme. Cette fois, la pompe est introduite par le côté de la fibre double gaine. Il suffit de retirer le polymère constituant la seconde gaine et de fixer un prisme sur la gaine. Le faisceau est incident à l'angle de Brewster sur une face d'un prisme, ce qui limite les pertes à l'interface air-prisme. Cette technique n'a été utilisée qu'avec une source laser focalisée en espace libre par lentilles dans le prisme. Cette technique n'est pas disponible commercialement. Des rendements de couplage de 45 % ont été obtenus. [45, 46] Le rendement effectif est composé du rendement de ce dispositif et de celui de la diode collimatée. Il approche alors les 38 %.

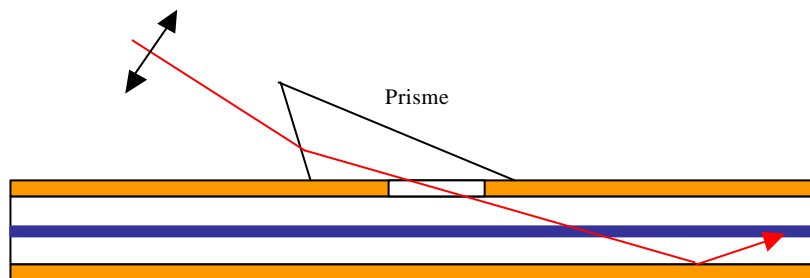


Figure IV-13 : Couplage par prisme.

Injection par coupleur multimode fibré (Figure IV-14)

La troisième technique est l'injection transverse par coupleurs multimodes (Bundle) [48]. Cette technologie entièrement fibrée utilise les propriétés de couplage de modes entre fibres fusionnées et étirées. Le premier coupleur à fibres multimodes fusionnées date de 1977 par B. S. Kawasaki. Il fut ensuite appliqué aux fibres monomode en 1981 par la même équipe. C'est en 1983 que J. Bures [77] ouvra la porte à une diversité d'autres applications comme le multiplexeur à longueur d'onde (WDM) en donnant une explication théorique complète. Son principe repose sur le couplage des ondes dans la partie fusionnée dû à la géométrie du guide. Cette technique est commercialement disponible actuellement. Divers fournisseurs existent sur le marché employant des technologies spécifiques. Les rendements de couplage s'élèvent typiquement à 90 %. Cette technique ne résout pas totalement les problèmes d'injection, puisqu'elle repose sur l'utilisation de sources de lumière sortant de fibres multimodes. Le rendement effectif est composé du rendement du coupleur et de celui de la diode sur fibre multimode.

Son grand atout réside dans la possibilité de combiner de 7 à 15 diodes laser et d'avoir une grande liberté en choix de fibres (sauf pour certaines technologies spécifiques ne pouvant être utilisées que si la fibre présente une symétrie particulière comme la section carrée)

Le nombre de fibres multimodes pouvant être ainsi couplées sans générer de pertes dépend encore de la conservation de l'étendue géométrique des fibres, donc de l'O.N et du diamètre de chacune d'elles. Par exemple, dans le cas de la fibre 1 :

Son diamètre moyen est de 210 μm et son O.N de 0,4.

Si l'on veut mélanger des fibres multimodes de diamètre 100 μm d'O.N de 0,22, cela limitera le nombre de telles fibres à :

Nb maximal de fibres MM couplées = $(210^2 * 0,4) / (100^2 * 0,22) = 8$

Le nombre réel peut être encore inférieur à celui-ci, pour des raisons purement géométriques et technologiques.

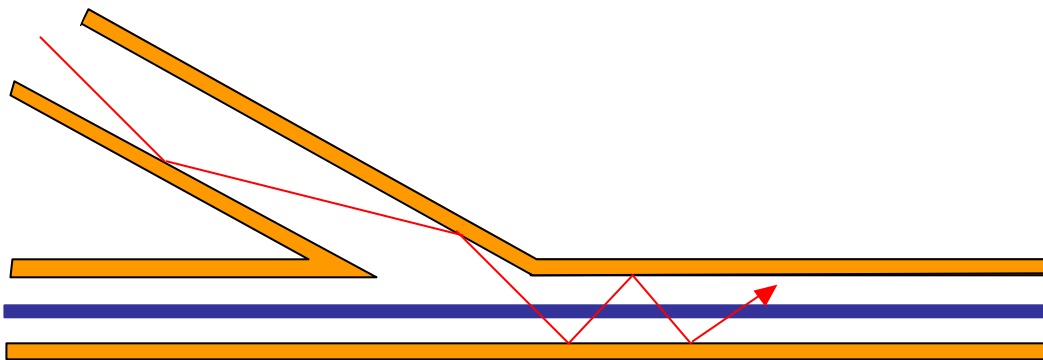


Figure IV-14 : Couplage par coupleur multimode.

Injection transverse par un réseau de Bragg externe [120] (Figure IV-15) :

Un brevet mentionne une technique d'injection de la pompe transversalement avec l'aide d'un réseau de Bragg. La lumière provenant d'une diode laser de puissance ou d'une barette de diodes laser, est collimatée afin d'éclairer la surface du réseau pratiquement à 90 degrés. Le réseau est blazé afin que l'ordre de diffraction fasse un angle acceptable pour la gaine multimode. Le réseau pourrait très bien être inscrit dans la gaine multimode par les techniques de photo-inscription [132, 169]. Son atout réside dans l'accès libre au cœur de chaque côté de la fibre, ainsi que l'économie faite du multiplexeur. Cependant, il est nécessaire que la gaine de la fibre présente une partie plane. D'autre part, il est possible de placer un nombre illimité de réseaux tout au long de la fibre. En revanche aucune donnée du rendement de couplage n'est à la connaissance du public. Enfin, il n'est pas non plus possible de savoir si cette technique a été réellement utilisée.

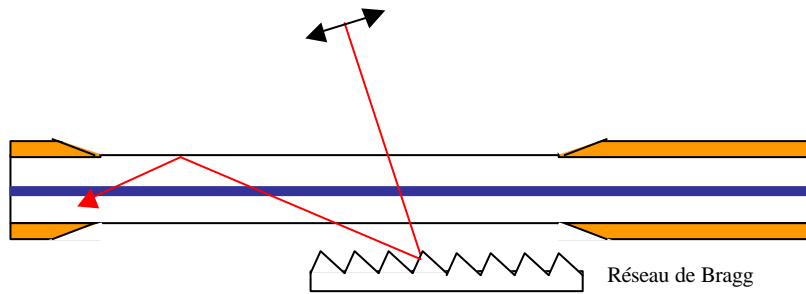


Figure IV-15 : Couplage par réseau de Bragg externe.

Injection transverse par un V dans la fibre [205, 47] (Figure IV-16) :

La technologie du couplage transverse par rainure en V (V-groove Side Pumping) développée à Keopsys utilise une diode laser de grande surface d'émission de forte puissance (typiquement de 4 W). La lumière provenant de la diode est couplée dans la fibre double gaine par l'intermédiaire d'une micro-lentille et par réflexion sur une rainure en V inscrite transversalement dans la fibre (Figure IV-17). L'émission provenant de la diode étant très fortement anisotrope, la micro lentille est double cylindrique. La lumière injectée dans la fibre provient d'une source virtuelle non ponctuelle placée au milieu d'une surface du V. La profondeur du V ne dépasse pas le demi-diamètre de la gaine et permet au signal de se propager librement dans le cœur. Le rendement de couplage réalisé en laboratoire s'élève à 90 %. La précision d'alignement est de quelques microns. Son atout réside dans l'accès libre au cœur de chaque côté de la fibre, ainsi que l'économie faite du multiplexeur. Enfin, il est possible de disposer un nombre illimité de diodes le long de la fibre tout pendant que l'on respecte une certaine distance (permettant l'absorption de plus de 90 % de la pompe) entre elles.

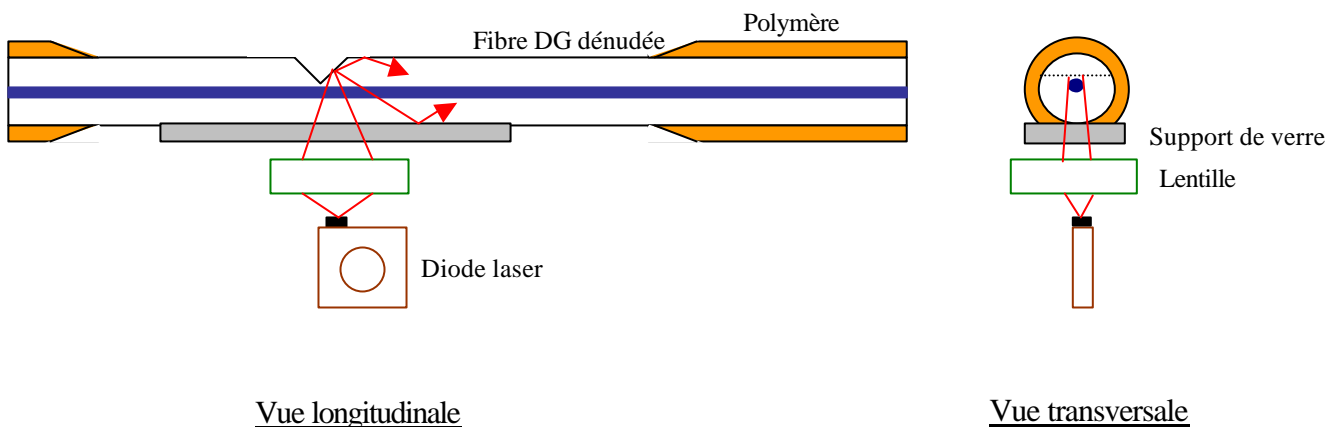


Figure IV-16 : Principe du couplage transversal par V.

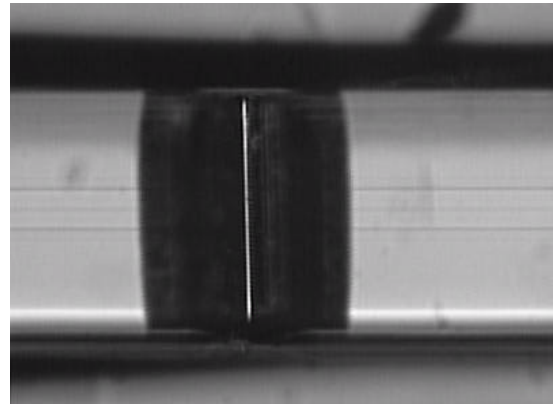
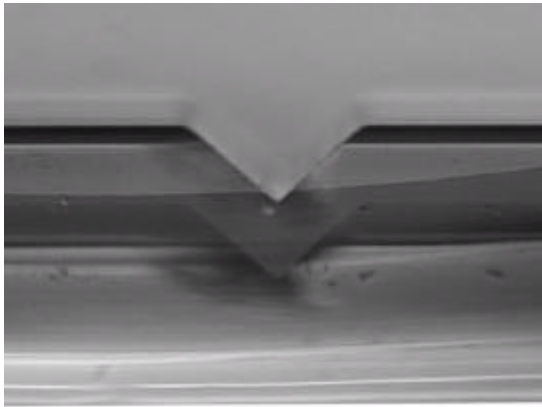


Figure IV-17 : Rainure en V dans une gaine de section carrée

Remarques :

De nombreuses méthodes plus exotiques les unes que les autres existent. Mais aucune n'a encore démontré sa potentialité et sa faisabilité en vue d'applications commerciales [49, 50, 52, 55, 56] à l'inverse des techniques par l'extrémité, par coupleur fibré ou par le V.

Technique utilisée	Diodes laser disponibles	h couplage	h total*	Avantages	Inconvénients
Pompage par l'extrémité avec des lentilles de focalisation	Monomode à 1480nm ou à 980nm Avec fibre monomode	58	35	-Fibre monomode	-Complexité de la focalisation -Tolérances inférieures au μm -Une seule extrémité de fibre est accessible
Pompage par l'extrémité avec des lentilles de focalisation	Monomode avec fibre multimode	80	48	-DL non fibrées	Une seule extrémité de fibre est accessible
	Multimode	60	36		
Pompage par l'extrémité avec une fibre effilée comprenant un réseau de Bragg	Multimode	57	35	-DL non fibrées	-Une seule extrémité de fibre est accessible
Pompage par des combineurs de faisceaux en espace libre	Non fibrées	60	36	-DL non fibrées -Nombre de diodes (2-10)	-Nécessite l'emploi d'un coupleur multimode / monomode (88%) pour un ampli
Pompage par prisme	Tout type fibrées ou pas	45	27	-Les deux extrémités de fibre sont accessibles -Possibilité de placer le module n'importe où sur la fibre dopée - Nombre illimité de primes	- Nécessite l'emploi d'optique de collimation supplémentaire
Pompage par coupleur multimode	Fibrées multimodes	90		-Les deux extrémités de fibre sont accessibles -Nombre illimité de coupleurs le long de la fibre	-DL fibrées multimodes -L'augmentation du nombre de brin réduit le rendement de couplage -Pertes pour le signal
Pompage par coupleur multimode Avec des diodes lasers fibrées multimodes	Fibrées multimodes	54	33	-Les deux extrémités de fibre sont accessibles -Nombre illimité de coupleurs le long de la fibre -Nombre de diodes (2-8)	-DL fibrées multimodes -L'augmentation du nombre de brin réduit le rendement de couplage -Pertes pour le signal
Pompage par réseau de Bragg externe	Non fibrées multimode Barettes	?	?	-Les deux extrémités de fibre sont accessibles -Pas de pertes introduites pour le signal -DL non fibrées de géométrie variées -Possibilité de placer le module n'importe où sur la fibre dopée - Possibilité d'utiliser un réseau de Bragg inscrit directement dans la gaine	- Nécessite l'emploi d'optique de collimation supplémentaire - La diffraction du réseau peut amener un élargissement du spectre de la diode de pompe - Gaine possédant une partie plane
Pompage par une rainure en V	Non fibrées	80 - 90	48 - 54	-Les deux extrémités de fibre sont accessibles -Pas de pertes introduites pour le signal -DL non fibrées de géométrie variées -Possibilité de placer le module n'importe où sur la fibre dopée - Nombre illimité de V	- Ponctuellement la puissance maximale injectée ne provient que d'une seule diode laser

* En considérant des rendement électro-optique des DL de 60 %

Tableau IV-3 : Comparaison des rendements obtenus avec divers types de couplages, des avantages et inconvénients.

V Conclusions

La spectroscopie de l'Ytterbium a permis de définir les deux principaux niveaux d'énergie concernés. Cependant, comme pour toutes les terres-rares dans des matrices de verre, la détermination exacte des sous-niveaux Stark n'est pas aisée. La dépendance du temps de vie avec les co-dopants présents dans la fibre a permis de faire l'hypothèse d'une fibre silice co-dopée au Germanium et/ou Aluminium. Cela a permis par la même d'estimer l'écart entre sous-niveaux Stark. Le milieu se comporte comme étant fortement homogène quand on observe l'effet d'un signal sur le spectre d'émission spontanée mesuré. Cependant, les effets non-homogènes sont importants eux-aussi à température ambiante du fait d'une forte thermalisation des sous-niveaux Stark.

La caractérisation des fibres optiques dopées double gaine est longue et fastidieuse. Une méthodologie soignée doit être respectée afin de limiter les erreurs de mesures. Le paramètre le plus difficile à mesurer est la longueur d'onde de coupure. Cela vient du fait que celle-ci peut se trouver dans la courbe d'absorption de la fibre. Le paramètre le plus incertain est le diamètre de cœur. Celui-ci peut être cependant connu précisément via le fabricant.

Les mesures d'absorption pour les longueurs d'onde supérieures à 1000 nm nécessitent l'utilisation d'une détection synchrone. Cependant, la théorie de Mc Cumber donne une bonne estimation de l'absorption dans cette bande spectrale à partir des résultats plus précis du gain.

Malgré tout, les sections efficaces d'absorption et de gain obtenues sont relativement proches des résultats trouvés par le laboratoire de Southampton pour des fibres dopées Ytterbium en silice co-dopée au Germanium. La section efficace au pic d'absorption est de $2,54 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$.

Le pic d'absorption se trouve à 977 nm dans le cas de la fibre utilisée et à 975 nm dans le cas d'une fibre silice co-dopée au Phosphore. Le rapport d'absorption entre 977 et 920 nm est d'environ 3,5.

La mesure du temps de vie doit s'effectuer transversalement pour s'affranchir des phénomènes de ré-absorptions.

Une augmentation notable de l'absorption pour les longueurs d'onde supérieures à 1100 nm peut être apportée en élevant la température de la fibre.

Le coefficient d'absorption dans la gaine décroît le long de la fibre pour atteindre une valeur stationnaire après une certaine distance. Ce comportement trouve son origine dans le mélange des modes transversaux de la pompe au cours de sa propagation. Celle-ci peut être optimisée en cassant la symétrie circulaire de la gaine ou en introduisant des courbures.

Nous avons constaté que le spectre d'émission mesuré transversalement présente des raies plus larges que dans le cas longitudinal. Nous supposons qu'une ré-absorption sélective de l'ESA en serait l'origine.

La technique de couplage transversal par V est la plus efficace puisqu'on peut obtenir jusqu'à 54 % de rendement électro-optique sur la puissance de pompe injectée dans la fibre. Il est possible de disposer un nombre illimité de diodes laser, tout pendant que l'on respecte une certaine distance entre elles, permettant l'absorption de plus de 90 % de la pompe. En revanche, ponctuellement, on ne peut disposer que d'une seule diode laser, limitant la puissance disponible. A l'inverse, les coupleurs multimodes et les combineurs de faisceaux en espace libre permettent d'utiliser ponctuellement un très grand nombre de diodes lasers. Le rendement électro-optique n'est en revanche que de 33 à 36 %.

Le seuil d'apparition de l'effet Brillouin dans la fibre double gaine dopée utilisée est d'environ 23 W.m tandis que le décalage spectral vaut environ 16 GHz (Voir annexe C).

CHAPITRE 2

Les amplificateurs 1 μm à fibre dopée Ytterbium double gaine

I Introduction

Ce chapitre analyse le comportement des amplificateurs fibrés basés sur les fibres double gaine dopées Ytterbium caractérisées dans le chapitre précédent. Les amplificateurs présentés ont des puissances de saturation de sortie de quelques centaines de mW à plusieurs W.

Le paragraphe I présente le modèle numérique développé. Nous commençons par donner une revue des paramètres intrinsèques et extrinsèques à la fibre permettant de classer les modèles existants. Ensuite, nous présentons le formalisme utilisé. Enfin, nous donnons quelques éléments d'analyse permettant de mieux appréhender le fonctionnement de l'amplificateur.

Le paragraphe II présente les résultats expérimentaux permettant de valider le modèle numérique. En premier lieu, les amplificateurs de moyenne puissance (500 mW à 2 W) puis les amplificateurs de forte puissance (3 à 10 W). L'amplification d'un signal de largeur spectrale inférieure à 100 KHz servira à évaluer l'influence de certains paramètres sur le seuil d'apparition du Brillouin. Nous présentons alors un ensemble de résultats théoriques montrant l'influence de la longueur de fibre, de la longueur d'onde de pompe, du sens de pompage, et d'autres paramètres intrinsèques à la fibre, sur l'efficacité obtenue. Nous finissons par analyser l'amplification d'un signal de longueur d'onde supérieur à 1100 nm ce qui nous amène à étudier les structures à double étage avec filtrage inter-étage ou filtre placé dans la fibre dopée elle-même.

II Modélisation du milieu amplificateur basé sur les fibres doubles gaines.

II – 1 Introduction

Nous présentons ici les paramètres intrinsèques et extrinsèques à la fibre permettant de classer les modèles existants. Nous nous limiterons au cas de l'amplification continue d'un signal continu sans considération des effets non-linéaires. Notre modèle sera numérique et le formalisme présenté s'appuie sur le modèle développé par E. Desurvire [8]. Certaines hypothèses permettront de simplifier les expressions. Nous donnerons ensuite quelques éléments permettant de mieux comprendre le comportement de l'amplificateur. Puis, nous décrirons l'effet Brillouin dans une fibre. Cela permettra l'introduction de ce phénomène à partir de variables phénoménologiques simples.

II – 2 Généralités sur les modèles théoriques existants

II-2-1 Classification des modèles d'amplificateurs fibrés

Selon le degré de précision et le type de comportement étudié, les modèles sont différents. Une classification permettra lors du développement d'effectuer les simplifications adéquates.

Les paramètres extrinsèques à la fibre :

- Le régime de fonctionnement (dynamique et statique).
- Le type de signaux considérés (pulsés ou continus).
- La puissance ou énergie des signaux en début et en fin d'amplification.
- La majeure partie des modèles considère le comportement statique de signaux continus ne générant pas d'effets non-linéaires.

Les paramètres intrinsèques :

- L'aspect non-homogène du milieu.
- L'émission spontanée amplifiée.
- Les phénomènes d'extinction comme le transfert d'énergie, l'absorption par états excités, ou l'extinction par paire d'ions.
- La distribution spatiale transverse des modes et des dopants.
- La diffusion Rayleigh.

II-2-2 Description des paramètres extrinsèques (Voir tableau II-1)

Comportement dynamique ou statique :

Dans le comportement dynamique, un paramètre externe est modifié dans le temps. Il peut s'agir de la modulation de la pompe, du signal, ou de tout autre paramètre. Le comportement dynamique inclut aussi la notion de bruit. Le cas de l'amplification d'un signal discontinu dans le temps (comme une impulsion laser périodique ou pas) est considéré comme une bifurcation spécifique de part son importance en terme d'application. Pour connaître les limites de notre modèle, étudions les paramètres à prendre en compte suivant les temps caractéristiques du signal et de l'amplificateur.

Signaux pulsés ou continus :

Ici intervient l'aspect temporel de l'intensité du signal. Il faudra déterminer ce que «voit» réellement le signal lorsqu'il traverse l'amplificateur. Le modèle pourra être complètement différent suivant les valeurs relatives caractérisant le pic d'intensité avec les temps caractéristiques de l'amplificateur.

L'impulsion optique signal sera caractérisé par :

Sa largeur spectrale à mi-hauteur	$\Delta\nu$
Sa puissance crête	P_p
Sa période de répétition	T_{rep}
Sa durée	τ

Les temps caractéristiques de l'amplificateur sont :

Le temps de parcours dans la fibre dopée	$\Gamma_c = \frac{L}{c} n$	10 – 80 ns
Les temps de désexcitation des niveaux :		
Le temps de pompage (ou temps d'excitation)	Γ_p	0,1 – 5 ms
Si on a une puissance P_p de pompe, alors le temps caractérisant le pompage est donné par: $\Gamma_p = A h \nu / \sigma P_p \sim 2 \cdot 10^{-6} / P_p$ (avec P_p variant de 0,1 à 0,4 mW dans le cœur après prise en compte des rapports des surfaces cœur/gaine)		
Le temps de désexcitation non radiative	Γ_{nr}	ns
Le temps de désexcitation radiative ou le temps de vie de fluorescence	Γ_r	ms
Le temps de vie de l'oscillateur (Cohérence temporelle optique) qui est inversement proportionnel à la largeur homogène (estimée à quelques 10 nm)	Γ_o	ps, fs

L'amplificateur s'écartera de son comportement stationnaire si l'impulsion a le temps de modifier ses paramètres pendant la durée d'impulsion, et si l'amplificateur ne revient pas à son état stationnaire entre deux impulsions (Tableau II-1). Cela signifie que, si $(\tau \text{ et } T_{rep}) \leq (\Gamma_c, \Gamma_p, \Gamma_{nr}, \Gamma_r, \Gamma_o)$, alors il faudra exprimer les paramètres de l'amplificateur en fonction du temps.

Le modèle A [106, 107] est très utilisé pour les amplificateurs Er pour les télécommunications, car il permet de simuler l'extinction ou l'apparition soudaine d'un canal (transmissions par multiplexage en longueur d'onde). Dans ce cas, les variations des populations des niveaux au cours du temps, sont considérées ainsi que celles du signal et de la pompe. On considère alors, que la variation temporelle du niveau est beaucoup plus rapide que le temps de transit des signaux dans la fibre. Le modèle numérique doit donc intégrer d'abord spatialement avec une population fixée pendant Δt , puis il doit intégrer temporellement les variations de population.

Les modèles B [113] et C [105] permettent de s'affranchir de tous les paramètres, en considérant que, pendant la durée de l'impulsion, les populations des niveaux n'ont pas le temps d'être modifiées. Ceci n'est vrai que si l'énergie dans l'impulsion est inférieure à l'énergie de saturation donnée par :

$$E^{sat} = A \frac{h\nu}{s} \quad (2-1)$$

Le modèle D consiste, cette fois, à considérer les équations de propagation non-linéaire d'une impulsion dans un milieu amplificateur. Les équations de Shrödinger non-linéaires généralisées (ou de Ginzburg-Landau) doivent être résolues à cet effet. Des méthodes par transformée de Fourier (Split Step Fourier) avec séparation de l'opérateur différentiel entre opérateur linéaire et non-linéaire sont numériquement résolues [151].

Nous nous restreindrons au cas de signaux continus ou d'impulsions de durées supérieures à 1 ms avec des taux de répétition inférieur au kHz. C'est le cas statique où tous les paramètres temporels sont négligés.

τ	Trep	Paramètres négligés	Principaux phénomènes	Modèle	Temps caract*
ps	s	Aucun	Auto-modulation, dispersion ...	D	ps
	ms	Aucun	Idem		
	μ s	Aucun	Idem		
	ns	Aucun	Idem		
	ps	Aucun	Idem		
s	s	Tous sauf Γ_c	Déformation de l'impulsion	D	ns
	ms	Tous sauf Γ_r , Γ_p et Γ_c	Idem		
	μ s	Tous sauf Γ_r , Γ_p et Γ_c	Idem		
	ns	Tous sauf Γ_r , Γ_p et Γ_c	Idem		
μ s	s	Tous		B, C	μ s
	ms	Tous sauf Γ_r et Γ_p	Déplétion de la pompe		μ s
	μ s	Tous sauf Γ_r et Γ_p	Idem		μ s
ms	s	Tous			
	ms	Tous sauf Γ_r	Gain modifié	A	ms
s	s	Tous			

* C'est l'unité de temps à prendre en compte dans l'analyse

Tableau II-1 Temps caractéristique et paramètres négligés suivant la durée d'impulsion et le taux de répétition. Les principaux phénomènes correspondant sont indiqués, ainsi que l'existence ou non d'un modèle.

Puissance du signal :

La puissance du signal évolue avec sa localisation dans l'amplificateur. La modélisation doit prendre en compte plus ou moins d'effets non-linéaires suivant la densité de puissance présente et les longueurs d'interactions considérées.

La description quantique du milieu fait intervenir les moments dipolaires, quadrupolaires ... électriques et magnétiques. Ces grandeurs microscopiques sont rassemblées dans une grandeur macroscopique appelée susceptibilité.

La description classique de l'onde propagative se fait par l'équation de Schrödinger non-linéaire [119]. Les grandeurs linéaires de l'équation de Schrödinger sont les pertes et la dispersion chromatique.

Suivant le degré de finesse désiré dans le modèle, on prend en compte plus ou moins d'effets non-linéaires. Dans la propagation Soliton par exemple, il est nécessaire de considérer les effets dispersifs et non-linéaires d'ordres supérieurs. En l'occurrence il faut considérer l'auto-modulation de phase (SPM), le self-Streepening (SS) et le self-Frequency-Shift (SFS).

Dans le cas de très fortes densités de puissance, l'effet Brillouin ou Raman peut intervenir.

Les effets Raman et Brillouin peuvent cependant intervenir pour des signaux continus suivant les longueurs de fibre utilisée et la largeur spectrale du signal.

Dans le cadre de l'amplification d'un signal à 1100nm très fin spectralement, les effets Brillouin peuvent être néfastes [118]. Nous intégrerons la génération du Brillouin dans notre modèle, en partant de l'analyse faite par Smith et Cotter [116, 117].

II-2-3 Description des paramètres intrinsèques (Voir la figure II-1) :

Milieu homogène ou non homogène :

Nous avons vu que le milieu vitreux dopé peut faire apparaître des non-homogénéités en terme de champ cristallin environnant l'ion. Elles peuvent conduire à la séparation de l'ensemble des ions dopants en différents sites ayant un comportement semblable autour d'une fréquence donnée.

La prise en compte de ces phénomènes complique la modélisation en faisant apparaître une intégrale supplémentaire dans l'expression du gain pour tenir compte de l'incidence des sections efficaces homogènes de part et d'autre de la fréquence considérée [102, 8].

Les mesures par SHB (Spectral Hole Burning) ne nous ont pas permis de connaître la largeur homogène. De plus, le spectre de section efficace montre qu'à température ambiante s'effectuent des thermalisations importantes conduisant à la notion de bandes d'énergies plutôt que niveaux d'énergie. Cela nous amène à ne pas prendre en compte la non-homogénéité du milieu pour des raisons de simplicité.

Prise en compte de l'émission spontanée amplifiée :

La spécificité des amplificateurs à fibre par rapport aux amplificateurs à semi-conducteur ou à cristaux solides est que l'amplification s'effectue sur de grandes longueurs (parfois même de très grandes longueurs dans le cas des lasers kilométriques [16]). Cela amène à considérer l'émission stimulée de photons issus de l'émission spontanée. Ce phénomène est appelé émission spontanée amplifiée (notée ESA) et est d'autant plus important que la puissance de pompe absorbée est importante et que le signal amplifié ne sature pas le milieu. On montre qu'il est nécessaire de prendre en compte ce phénomène si le gain est supérieur à 20 dB [15]. Or, les amplificateurs de puissance étudiés, ici, fonctionneront généralement au-dessus de cette valeur.

Plusieurs conséquences peuvent apparaître. L'ESA peut saturer le milieu limitant le gain du signal. L'ESA peut être suffisant pour créer un effet laser indésirable. L'ESA contra-propagative peut être très importante et induire des effets indésirables sur les composants entourant l'amplificateur. L'ESA co-propagative peut être très importante et dépasser la puissance dans le signal amplifié lui-même.

Pour l'ytterbium, le modèle doit donc tenir compte de l'ESA en ajoutant la propagation des ESA aller et retour dans l'amplificateur pour toutes les longueurs d'onde [8, 22, 94, 95, 98, 99, 101, 102, 105, 106, 107, 108, 111, 113, 114, 115].

Prise en compte des phénomènes d'extinction ou de transfert : [72, 98, 99, 109]

Nous avons vu que l'Ytterbium ne présentait pas d'absorption par états excités.

Le phénomène d'émission coopérative a été montré expérimentalement et théoriquement [12]. Cependant, cet effet est de très faible intensité et nous le négligerons par la suite.

Les phénomènes d'extinction par paires d'ions n'ont pas été montrés ni démontrés clairement jusqu'à présent. Ces effets sont fondamentaux pour les amplificateurs et les lasers Er. Nous ne tiendrons pas compte des phénomènes d'extinction n'ayant pas de certitude sur leur présence.

Pour l'Ytterbium seul, nous ne nous intéresserons pas ici aux phénomènes de transferts. Ces effets sont fondamentaux pour les amplificateurs Er : Yb.

Prise en compte de la distribution transverse des modes et des dopants:

La prise en compte de ce phénomène peut avoir une grande importance sur les résultats de la modélisation. Dans notre cas, il apparaît que la distribution des ions dopants n'est pas connue par avance. Nous allons, cependant, faire l'hypothèse d'une distribution uniforme dans le cœur de la fibre. L'étude de l'incidence de profils de dopage différents permettent d'optimiser les paramètres opto-géométriques de la fibre dopée lors de sa fabrication [8, 72, 96, 99, 100, 101].

La distribution des modes guidés sera prise en compte en considérant un facteur de recouvrement global dissocié de l'intégrale [4, 8, 22, 94, 95, 97, 98, 102, 105, 106, 107, 108, 109, 111, 113, 114, 115]. Nous considérerons, d'une part, le recouvrement des signaux se propageant dans le cœur avec les dopants et, d'autre part, le recouvrement de la pompe à travers le cœur. Dans les deux cas, il est nécessaire de séparer l'intensité du signal en une composante longitudinale et une composante transverse.

Une définition générale du diamètre de mode équivalent est donnée par Desurvire. Le diamètre de mode est calculé à partir des fonctions de Bessel (qui sont les solutions des équations de propagation dans une fibre optique).

$$w_s^{DESURVIRE} = \left(\frac{1}{p} \int y_{mn}(r, q) dA \right)^{1/2} \quad (2-1)$$

Marcuse, fait l'approximation du faisceau comme Gaussien, et il donne le diamètre de mode par une relation empirique valable dans une fenêtre spectrale donnée ($1,4 < V_s < 3$)

$$w_s^{MARCUSE} = a \left(0.65 + \frac{1.65}{V_s^{3/2}} + \frac{2.879}{V_s^6} \right) \quad (2-2)$$

C'est ce que nous avons effectué dans le chapitre 1 III-5-4 pour le signal se propageant dans le cœur. L'intégrale de recouvrement du signal avec les dopants a été calculé par la relation de Marcuse.

En ce qui concerne le facteur de recouvrement de la pompe avec les dopants, nous considérerons un remplissage total de la gaine par le signal de pompe. Dans tous les cas, les mesures d'absorption multimode le long de la fibre (Voir chapitre 1) permettent d'exprimer le facteur de recouvrement le long de la fibre puisque c'est le reflet du processus d'absorption-recouvrement réel.

Prise en compte de la diffusion Rayleigh:

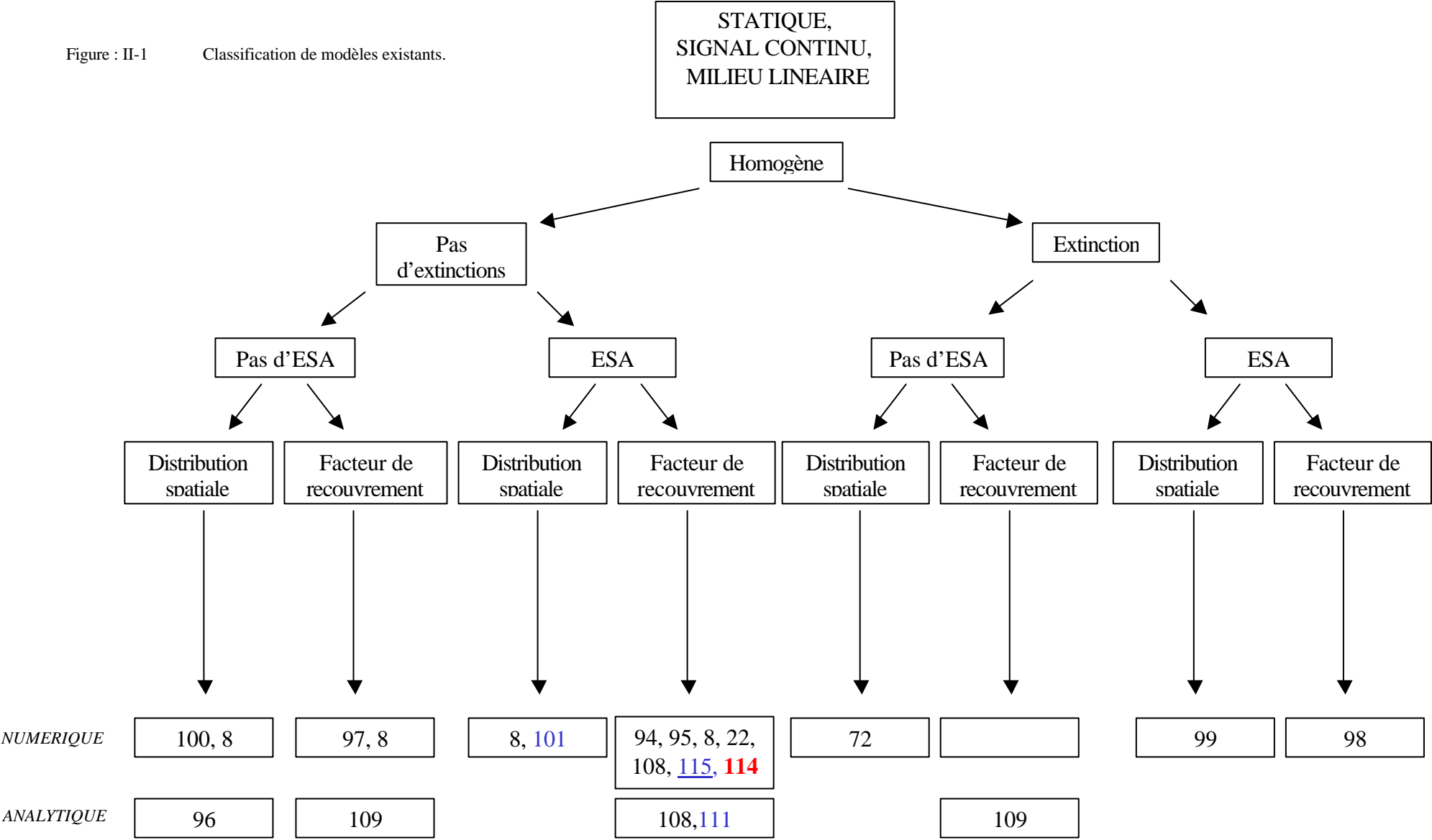
La diffusion Rayleigh est difficilement mesurable. Elle correspond à une collision inélastique entre les photons et des impuretés. Elle varie en $1/\lambda^4$. La diffusion a lieu dans toutes les directions de l'espace, aussi on fait apparaître un facteur S tenant compte de la fraction de puissance capturée par la fibre optique (dépendant donc de l'O.N de la fibre). S peut être estimé à 710^{-4} dans notre cas¹.

On trouve une valeur captée par la fibre de $S\alpha_R = 8,4 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-1}$ pour une fibre Ytterbium. Le coefficient de diffusion Rayleigh α_R vaut environ $1,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ ou 1 dB/Km à 1µm.

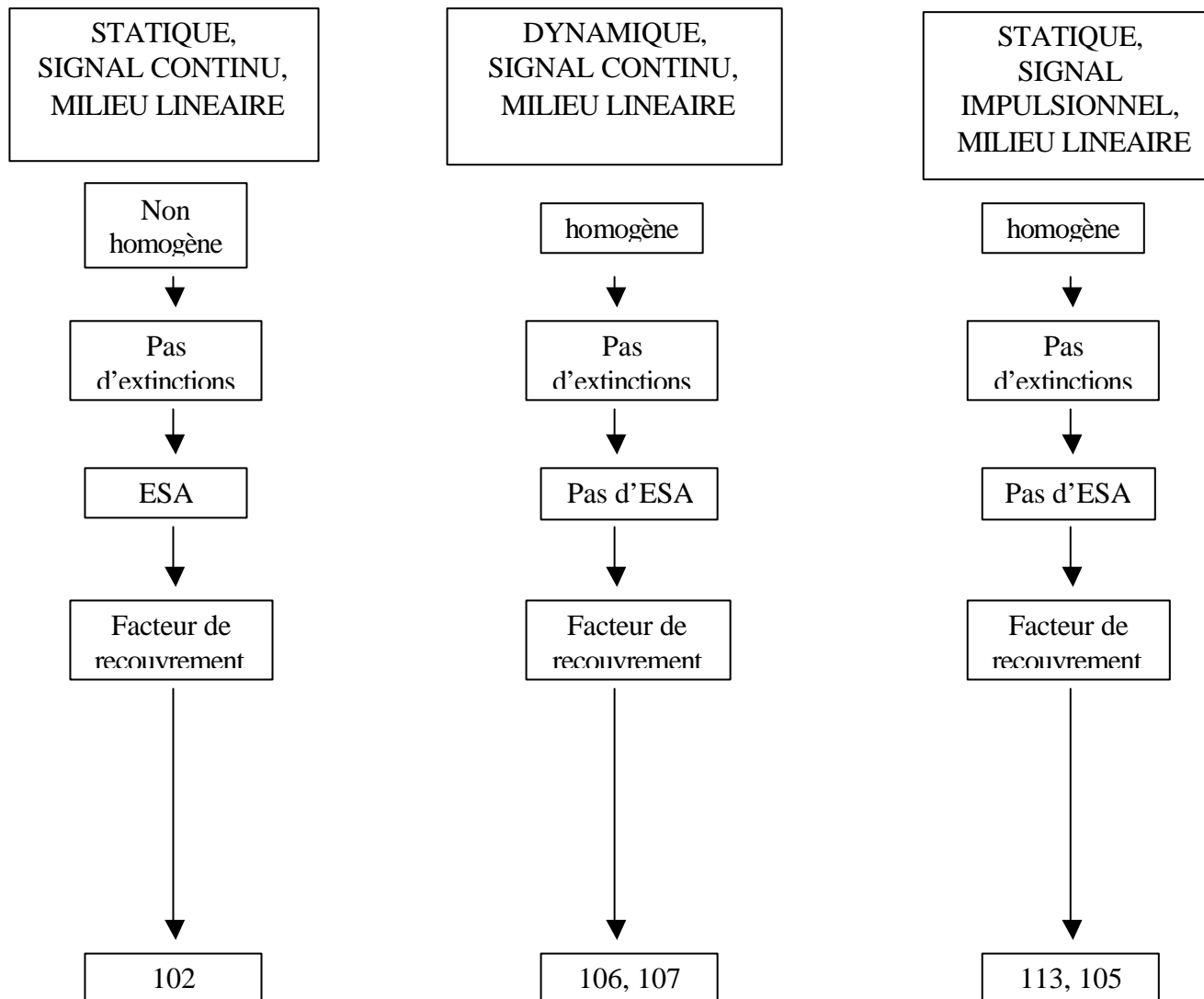
L'effet est relativement petit mais peut devenir important dans le cas d'un amplificateur fonctionnant avec de faibles puissances d'entrée ou dans le cas de sources super-fluorescentes [121].

¹ La fraction d'émission capturée par la fibre s'exprime par $S = \pi(1 - \cos\alpha)/4\pi$ avec $\cos^2\alpha = 1 - (O.N/n)^2$, n étant l'indice de la fibre, O.N son ouverture numérique et α le demi-angle correspondant.

Figure : II-1 Classification de modèles existants.



Les modèles d'amplificateur traitant spécifiquement des fibres double gaines sont soulignés. Les modèles de sources super-fluorescentes sont en gras.



NUMERIQUE

II – 3 *Présentation du modèle numérique de l'amplificateur fibré :*

II-3-1 Description :

Nous allons nous centrer uniquement sur la modélisation d'un amplificateur à fibre double gaine dans son comportement statique, avec un signal continu et sans effet non-linéaire.

Les équations régissant le fonctionnement de l'amplificateur décrivent les populations des niveaux en jeu, l'intensité du signal incident, de la pompe, de l'émission spontanée amplifiée (ESA), de la diffusion Rayleigh (RS) et de la diffusion Brillouin stimulée (SBS) générés.

II-3-2 Formalisme du modèle numérique :

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, la fibre dopée Ytterbium peut être décomposée en différents sites possédant la structure d'un système à deux niveaux composés de quatre et trois sous-niveaux Stark. La première approximation consiste à réduire le système à un système à deux, trois ou quatre niveaux, c'est-à-dire de revenir à un modèle standard largement étudié [8].

Pour l'Ytterbium, les transitions radiatives s'effectuent entre les niveaux $^2F_{5/2}$ et $^2F_{7/2}$ et les transitions non radiatives entre les sous-niveaux Starks du niveau $^2F_{5/2}$ et les sous-niveaux Starks du niveau $^2F_{7/2}$.

Pour revenir à un système plus simple, il est nécessaire de considérer que la population des sous-niveaux $^2F_{5/2}$ b, c et d soit négligée dans l'intervalle de temps considéré.

Dans tous les cas, nous ferons donc l'hypothèse que le processus de thermalisation (équilibre thermique entre les sous-niveaux Starks) se fera en un temps beaucoup plus court comparé au temps de vie du niveau (pris dans son ensemble). Cette hypothèse s'appuie sur les mesures de temps de vie radiatif du niveau $^2F_{5/2}$ (~ 0,82 ms) faites au paragraphe III-2-2 du chapitre 1, et sur l'estimation des temps de vie non radiatifs entre les sous-niveaux Starks (~ ps) faites au paragraphe II-4-3 du chapitre 1.

Il est aussi nécessaire que le taux de pompage soit très inférieur au taux de désexcitation non radiatif, c'est-à-dire que les populations des niveaux $^2F_{7/2}$ e et f soient négligées elles aussi dans l'intervalle de temps considéré. Les calculs effectués dans le précédent chapitre nous donnent :

$$\begin{aligned} A_{fe}^{NR} &\sim 10^{12} \text{ s}^{-1} & \Gamma_{nr} &\sim \text{ps} \\ \Gamma_p &\sim A h \nu / \sigma P & \Gamma_p &\sim \text{ms} \end{aligned} \quad (\text{Pour } P \sim 1\text{W}) \Rightarrow A_{af}^{\text{pompage}} \sim 10^3$$

d'où

$$A_{fe}^{NR} \gg A_{af}^{\text{pompage}}$$

Cette approximation n'est plus valable dans le cas où le signal est pulsé avec des durées de l'ordre ou bien inférieures au temps de vie non radiatif.

Ainsi, la population du niveau pompé dépendra de sa séparation des autres sous-niveaux justes inférieurs et sera définie par l'équilibre thermique qui s'y opère. Il y aura, donc, émission stimulée à la longueur d'onde de pompe aussi bien qu'à la longueur d'onde des signaux. Son importance (ou plutôt sa probabilité) dépendra de la population respective des divers sous-niveaux en jeu ainsi que de leur probabilité d'interaction avec le signal.

Le comportement de l'ensemble du système peut être représenté à travers les sections efficaces d'émission et d'absorption introduites dans en III-5-8 du chapitre 1. La différence de forme des spectres d'absorption et d'émission est due à la distribution d'énergie d'origine thermique entre les sous-niveaux. Les sections efficaces d'absorption et d'émission

contiennent donc toutes les informations concernant les distribution de populations entre les sous-niveaux.

Nous ne nous référons donc qu'aux populations totales des niveaux 1 et 2 ($^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$) et utiliserons les sections efficaces mesurées pour modéliser le système en interaction avec la pompe et le signal.

Premier cas - Pompage autour de 977 nm et amplification autour de 1020-1200 nm (Figure II-2).

Les transitions vers les sous-niveaux b, c et d vont très vite relaxer de manière non radiative vers le sous-niveau a. Le système peut être considéré comme étant à deux niveaux .

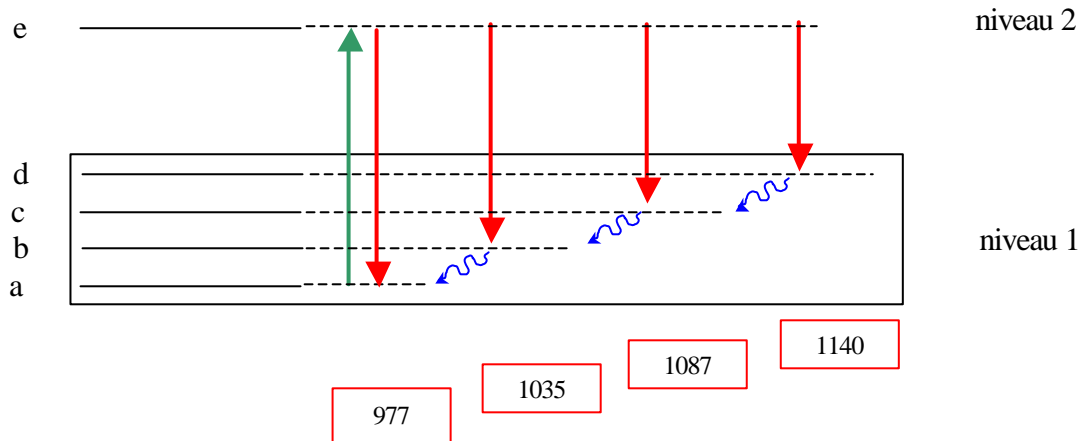


Figure II-2 : Schéma des niveaux et sous-niveaux lors d'un pompage à 975 nm.

Deuxième cas - Pompage autour de 920 nm (Figure II-3):

Amplification autour de 1035-1150 nm :

Les transitions vers les sous-niveaux b, c et d vont très vite relaxer de manière non radiative vers le sous-niveau a. Le système peut être considéré comme étant à deux niveaux.

Amplification autour de 960-1020 nm :

Les populations à partir du sous-niveau f vont très vite relaxer de manière non radiatives vers le niveau e. Tandis que les populations des sous-niveaux b, c et d vont très vite relaxer de manière non radiative vers le sous-niveau a. Le système peut encore être considéré comme étant à deux niveaux.

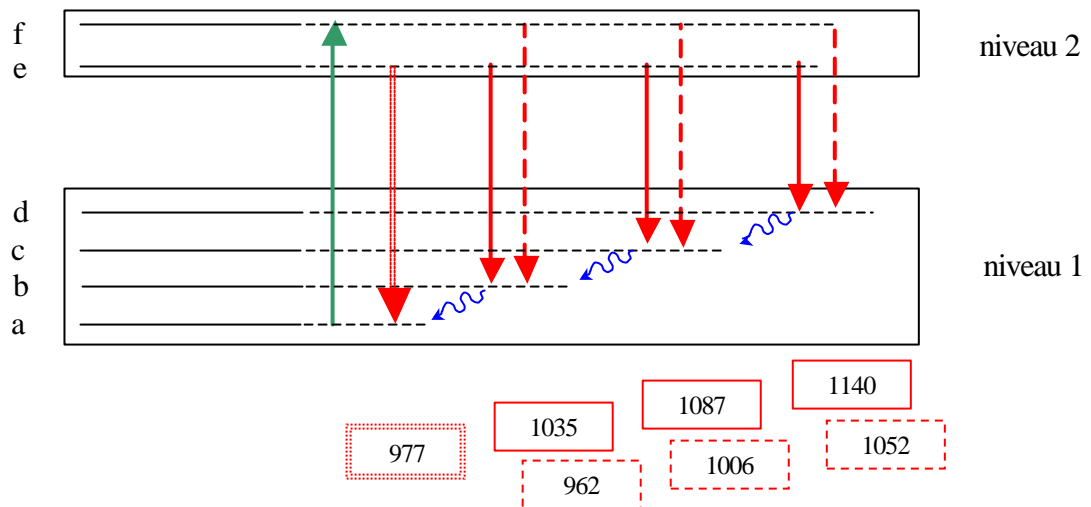


Figure II-3 : Schéma des niveaux et sous-niveaux lors d'un pompage à 920 nm.

Remarque : Un système à 2 niveaux ne peut théoriquement pas subir d'inversion de population et ne peut donc pas amplifier de signaux. Cette démarche n'a pour objectif que de simplifier le système numérique étudié. La répartition entre sous-niveaux Stark sera reflétée par les sections efficaces mesurées et utilisées dans le modèle.

Nous suivons donc la démarche de E. Desurvire [8]. Une description du modèle théorique (sans faire apparaître la diffusion Rayleigh pour ne pas alourdir les équations) est donnée dans l'annexe B. Les autres approximations effectuées sont de considérer le régime comme stationnaire et d'éliminer les termes dépendants du temps, de considérer le profil de dopage comme uniformément réparti dans le cœur, de considérer le champ pompe comme uniformément réparti dans la gaine et de considérer la dépendance longitudinale mesurée comme un facteur ad hoc ajouté au système. On aboutit au système suivant :

Pour les populations des niveaux 1 et 2 nous avons :

$$\frac{\overline{n_2(z)}}{\overline{n_t}} = \frac{\sum_s \Gamma_s \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} + \sum_p \Gamma_p \frac{P_p(z)}{P_p^{sat}} + \sum_k \Gamma_s \frac{P_{ESA}^{+et-}(z)}{P_{ESA}^{sat}}}{\sum_s \Gamma_s \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} + \sum_p \Gamma_p \frac{P_p(z)}{P_p^{sat}} + \sum_k \Gamma_s \frac{P_{ESA}^{+et-}(z)}{P_{ESA}^{sat}} + 1} \quad (2-3)$$

$$\text{et } \overline{n_1(z)} = 1 - \frac{\overline{n_2(z)}}{\overline{n_t}} \quad (2-4)$$

Pour la propagation du signal, de la pompe et l'ESA :

Signal :

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = [g_e(n_s, z) - g_a(n_s, z)]\Gamma_s P_s(z) - a_{ppc} P_s(z) \quad (2-5)$$

Pompe :

$$\frac{dP_p^{\pm}(z)}{dz} = \pm [g_e(n_p, z) - g_a(n_p, z)]\Gamma_p P_p^{\pm}(z) \mp a_{ppg} P_p^{\pm}(z) \quad (2-6)$$

ESA :

$$\frac{dP_{ESA}^{\pm}(z)}{dz} = \pm [g_e(n_{ESA}, z) - g_a(n_{ESA}, z)]\Gamma_k P_{ESA}^{\pm}(z) \pm 2h n_{ESA} g_e(n_{ESA}, z)\Gamma_k \mp a_{ppc} P_{ESA}^{\pm}(z) \quad (2-7)$$

II-3-3 Résolution numérique :

Le principe de la résolution numérique consiste en une succession d'itérations le long de la fibre amplificatrice, dans les deux sens, jusqu'à ce que des critères de convergence soient

atteint. Par exemple, la convergence est atteinte lorsque la variation de gain ou de puissance d'ESA pour deux itérations consécutives devient inférieure à une limite donnée.

Dans chaque itération, les spectres d'ESA co et contra-propagatives sont découpés en plusieurs intervalles de fréquence (Voir découpage spectral figure B-1 de l'annexe B).

Avec un découpage de 1nm entre 840 et 1150 nm, le nombre d'équations à résoudre est de :

310 pour l'ESA co

310 pour l'ESA contra

1 pour le signal

2 pour la pompe (Lorsque nous avons un pompage bi directionnel)

Soit un total de 623 équations couplées.

En outre, dans le cas où le modèle général est considéré, il faut y ajouter le calcul des intégrales transverses.

Enfin, afin de tenir compte de l'aspect longitudinal et donc de l'absorption distribuée de ou des pompes le long de la fibre, on découpe généralement la fibre en N segments de courtes longueurs.

La première étape consiste à faire propager le signal, la pompe et l'ESA co-propagative segments après segments en résolvant, tout d'abord, les équations de population, puis les équations de propagation.

La seconde étape consiste à faire propager l'ESA et la pompe contra-propagative segments après segments en partant de l'extrémité de sortie de la fibre. Les équations de population puis les équations de propagation sont encore résolues. Cependant, les populations font à présent apparaître l'ESA et la pompe co-propagative mémorisée pour chaque segment lors de la première étape.

On continue ainsi le processus jusqu'à convergence entre deux itérations successives. Les critères de convergences font, généralement, intervenir les puissances totales aux extrémités. Un critère de convergence de 0,1 % et un nombre de tronçons de 200 sont tout à fait acceptables pour que l'erreur relative soit inférieure à 1 % (Figure II-4). Cette erreur relative est l'écart entre les résultats donnés par le modèle et la limite asymptotique de ces résultats suivant l'augmentation du nombre de tronçons et la diminution du critère de convergence.

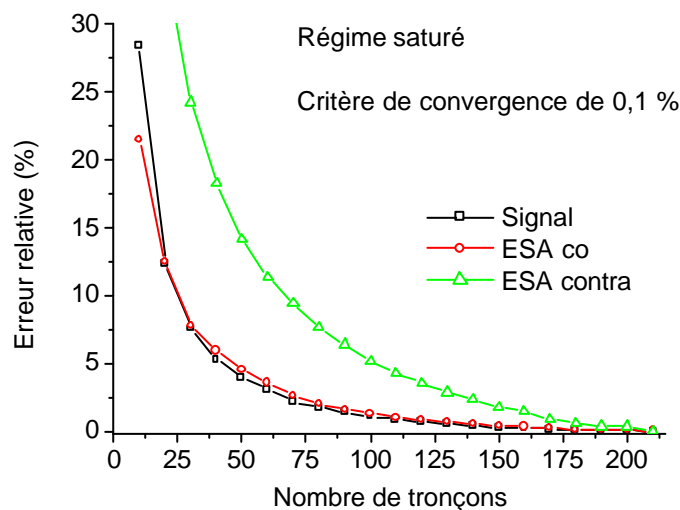


Figure II-4 : Erreur relative sur le signal amplifié, l'ESA co et l'ESA contra en fonction du nombre de tronçons considérés pour un amplificateur dans son régime de saturation. Le critère de convergence est de 0,1 %.

Cette méthode de résolution est largement utilisée car les résultats restent relativement fiables, et les temps de calculs sont tout à fait acceptables (de quelques secondes à quelques minutes). L'utilisation d'algorithme de Runge-Kutta permet des améliorations notables en terme de précision et de rapidité. Ils reposent sur une interpolation plus précise pour chaque segment en considérant les segments latéraux.

II – 4 *Eléments d'analyse du comportement des amplificateurs*

Quelques éléments sont introduits ici afin de comprendre intuitivement le comportement des amplificateurs dans leur structure la plus simple (simple passage).

Sans nous soucier ni des effets de l'ESA, ni des effets de saturation des populations par les divers signaux, nous allons donner le gain par mètre d'une section de fibre dont la fraction d'ions excités ($x = \frac{\overline{n_2(z)}}{n_t}$) varie entre l'absorption totale et le « blanchiment » total (lorsque les ions sont tous sur le niveau supérieur, le signal ne peut être absorbé et le milieu est transparent. Toutes les longueurs d'ondes sont donc transmises et on dit qu'il y a blanchiment du milieu actif).

Dans une section Δz de verre dopé Ytterbium, le gain peut s'exprimer par :

$$\frac{\Delta P_s(I, z)}{\Delta z} = [s_e(I) \frac{\overline{n_2}}{n_t} - s_a(I) \frac{\overline{n_1}}{n_t}] \overline{n_t} \Gamma_s P_s(I, z) = g(I, z) P_s(I, z) \quad (2-8)$$

$$P_s(I, L) = P_s(I, 0) \exp[(s_e(I)x - s_a(I)(1-x)) \overline{n_t} \Gamma_s L] \quad \text{avec } x = \frac{\overline{n_2}}{n_t} \quad (2-9)$$

Nous avons tracé le gain du signal à partir de la relation précédente en prenant les sections efficaces mesurées dans le chapitre 1 III-5-8. Les résultats sont présentés sur la figure II-5.

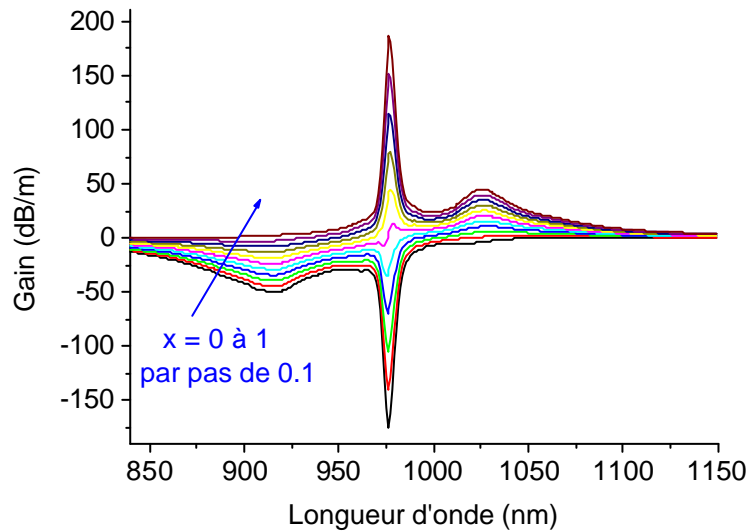


Figure II-5-a : Gain en fonction de l'inversion de population dans la fibre.

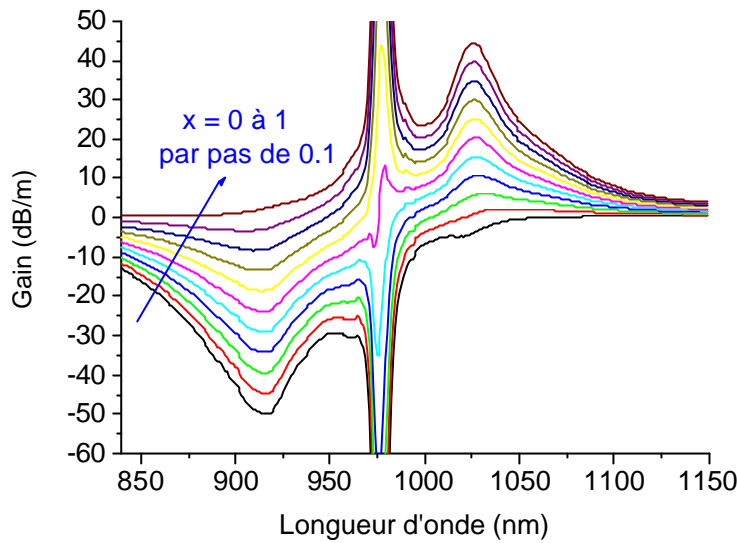


Figure II-5-b : Détail de la figure précédente.

Nous distinguons différents régimes de fonctionnement de l'amplificateur suivant la longueur d'onde du signal et de la pompe utilisée. Le pic central à 977 nm et le pic large autour de 920 nm permettent l'utilisation des diodes laser les plus courantes. D'autre part, les plus grandes longueurs d'onde telles que 1047-1064 (Longueur d'onde d'émission des lasers Nd :YAG) ou les plus courtes vers 800-860 nm peuvent être utilisées elles aussi. Du gain est disponible à 975 nm ou sur une large bande autour de 1030 nm. Ce gain n'est accessible seulement à une longueur d'onde supérieure à celle de la pompe.

Pour les longueurs d'onde autour de 975 nm, nous constatons un comportement fortement à trois niveaux. Cela signifie que, sans pompage, le système est fortement absorbé. La longueur de fibre doit donc être définie précisément pour ne pas avoir de section non pompée.

A la différence, aux grandes longueurs d'onde (> 1080 nm), nous observons un comportement quasiment à quatre niveaux pour lequel le gain est proportionnel au taux d'inversion et pour lequel la réabsorption dans une section non pompée est pratiquement nulle.

La longueur optimale d'un amplificateur sera la longueur pour laquelle l'inversion est suffisante pour avoir du gain (Au delà de cette longueur le signal n'est plus amplifié mais absorbé !).

D'autre part, la puissance maximale par unité de longueur pouvant être absorbée dans une fibre est donnée par:

$$P_{\text{extraite}} = \underbrace{\frac{A_{\text{coeur}} h n}{s_{\text{ap}} t}}_{1^{\text{er}} \text{ terme}} < X > \underbrace{N s_{\text{ap}} L}_{2^{\text{nd}} \text{ terme}} \quad (2-10)$$

Avec :

$< X >$ l'inversion de population moyenne ou la fraction moyenne d'ions excités dans toute la fibre.

A_{coeur} la section du cœur.

N la densité de dopants

L la longueur de la fibre

σ_{ap} la section efficace d'absorption de la pompe

Cette relation se comprend aisément. En effet, on reconnaît la puissance de saturation de la pompe dans le cœur (Premier terme). Celle-ci représente la puissance nécessaire pour exciter un ion de la fibre. D'autre part, le second terme représente le nombre effectif d'ions dans la fibre (volume équivalent à un cylindre de longueur L et de section σ_{ap}). La relation représente donc la puissance nécessaire pour exciter la fraction d'ion correspondant à une inversion donnée, multipliée par le nombre d'ions présents.

En gardant l'hypothèse d'une absorption de pompe dans le cœur équivalente à celle dans la gaine multipliée par le rapport cœur/gaine, la puissance de saturation de la pompe dans la gaine est donnée par:

$$P_{psat} = \frac{A_{gaine} h\nu}{s_{ap} t} = \frac{A_{cœur} h\nu}{R s_{ap} t} \quad (2-11)$$

avec
$$R = \frac{A_{cœur}}{A_{gaine}} \quad (2-12)$$

et A_{gaine} la section de la gaine.

Dans le meilleur des cas, l'inversion est maximale et vaut donc $\langle X \rangle = 1$

On a alors :

$$P_{extraite} = R \frac{A_{gaine} h\nu}{t} NL \quad (2-13)$$

On voit donc que la puissance sera d'autant plus importante que :

Le dopage est important

Le diamètre de cœur est important

Le temps de vie plus petit

La longueur de fibre est importante

Bien entendu, d'autres limitations doivent être prises en compte, telles que les pertes passives (de la pompe comme du signal), les pertes par réabsorption (dans le cas d'un système à trois niveaux d'énergie). De plus, la puissance dans le signal amplifié dépend aussi de l'ESA ou des effets non-linéaires générées.

Enfin, l'inversion de population n'est pas constante le long de la fibre ! Tous les signaux se propageant (pompe, ESA, signal) vont participer à la variation de l'inversion au cours de leur propagation. Les modèles numériques développés précédemment (II-2 et II-3 de ce chapitre), sont donc indispensables pour obtenir quantitativement des résultats intéressants.

III Résultats expérimentaux et résultats donnés par le modèle

III - 1 Introduction

Nous allons donner, ici, les résultats issus des mesures effectuées sur les amplificateurs de moyenne puissance, de forte puissance, et les sources superfluorescentes. Nous commencerons par valider le modèle numérique. Puis, nous nous servirons de ce modèle pour caractériser, de manière plus complète, les amplificateurs basés sur la fibre 1 (caractérisée dans le chapitre 1). Enfin, toujours à partir du modèle, nous ferons apparaître l'influence de certains paramètres de la fibre comme le diamètre de cœur, le diamètre de gaine ou le dopage. Finalement, nous étudierons la faisabilité de certains types d'amplificateurs fonctionnant aux grandes longueurs d'onde ou bien dans des structures à double étage.

III - 2 Caractérisation d'une diode laser de puissance

Nous présentons ici les caractéristiques principales pour notre étude concernant une diode laser de 2 W nominale. Ces diodes sont intégrées dans nos amplificateurs et constitueront ce que nous appellerons un module de pompage. Ces diodes sont en boîtier type C c'est-à-dire que la puce est soudée sur une embase de petite taille ($\sim 6 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$).

III-2-1 Détermination du point de fonctionnement :

Celui-ci est défini par le couple (Température, Courant) pour une longueur d'onde centrale de 977 nm.

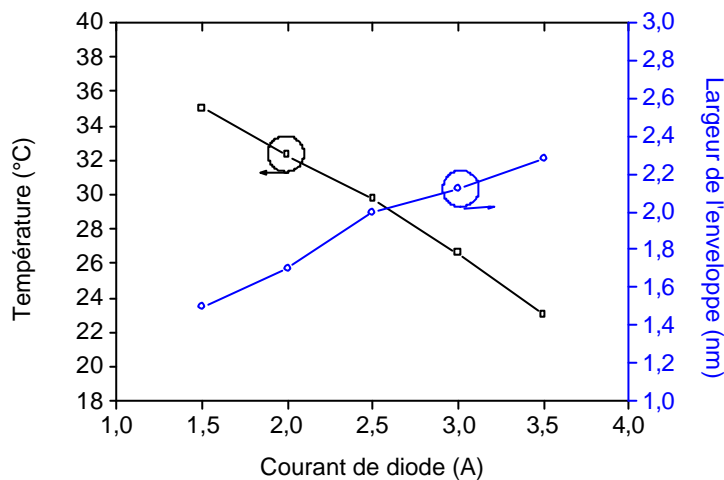


Figure III-1 : Point de fonctionnement du laser et évolution de la largeur de raie.

La température optimale est déterminée en mesurant le spectre sur un analyseur de spectre optique. En faisant varier la température et le courant de la diode, la longueur d'onde centrale d'émission varie elle aussi significativement (Figure III-1). C'est un comportement classique des diodes laser du fait de la variation de l'indice de réfraction par une variation de gain ou une variation de la densité de porteurs (le facteur de Henry traduit cette dépendance dans le modèle des semi-conducteurs). L'absorption maximale des fibres testées précédemment étant centrée à 977 nm, nous adapterons la température de la diode pour centrer sa longueur d'onde d'émission à chaque valeur du courant utilisé. Nous avons noté une variation de la longueur d'onde centrale d'environ $0,3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$.

III-2-2 Caractéristique spectrale :

Il s'agit ici, de mesurer la forme spectrale de la diode de pompe en fonction du courant et de la température.

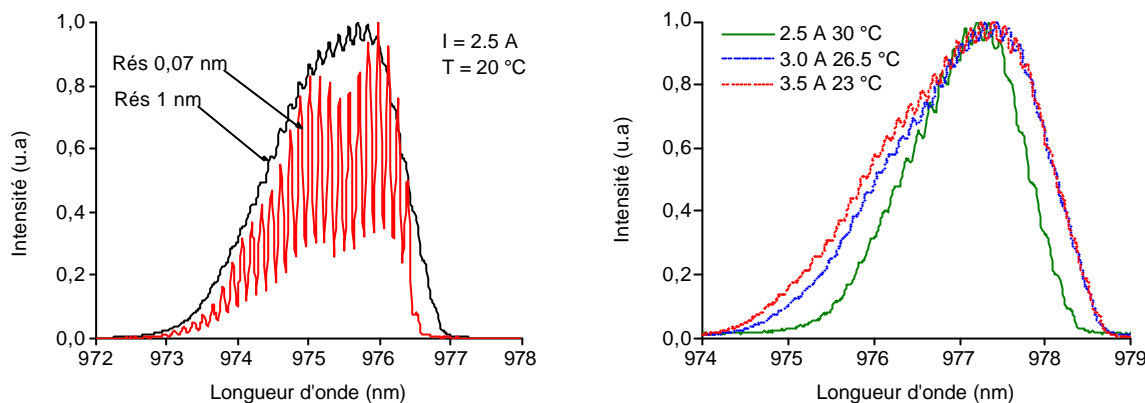


Figure III-2 : Spectre multimode de la diode laser et évolution de la largeur de raie avec le courant dans la diode.

La largeur de l'enveloppe augmente avec le courant ou avec la température (Figure III-2) [62]. La forme de l'enveloppe varie elle aussi. Elle est moins dissymétrique à 975 nm qu'à 977 nm. Le spectre mesuré est, en fait, l'enveloppe d'une multitude de raies car le laser est multimode longitudinal.

Pour être absorbé efficacement par les ions Ytterbium, le spectre de la diode doit être nettement plus fin que la bande d'absorption de l'ion. C'est ce que nous observons ici (Figure III-3). Cela nous permet de ne considérer que la longueur d'onde centrale de la diode dans notre modèle, ce qui réduit le nombre d'équations à résoudre. En revanche, dans le cas d'une fibre Er:Yb (Voir figure II-2 du chapitre 1), il serait nécessaire de considérer toutes les longueurs d'ondes autour du pic d'absorption puisque la largeur d'absorption de la fibre (d'environ 2 nm) est pratiquement identique à la largeur d'émission de la diode.

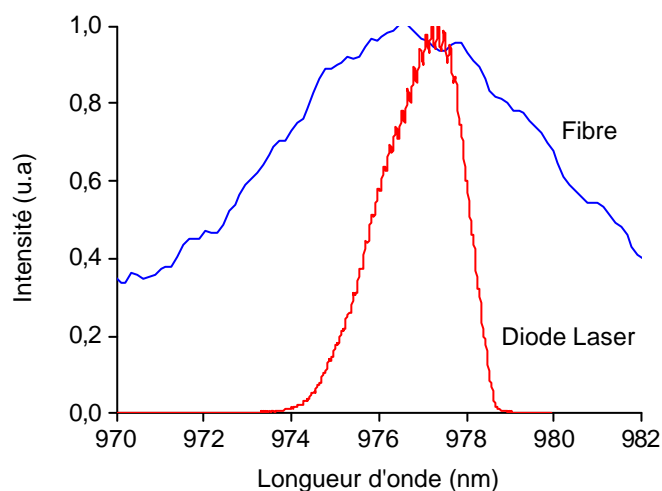


Figure III-3 : Position et largeur respective du spectre d'émission de la diode et de la bande d'absorption de la fibre 1.
I = 3,5 A T = 23 °C

III-2-3 Définitions :

Rendement de couplage :

Il est défini comme le rapport de la puissance injectée dans la fibre sur la puissance émise par la puce semi-conductrice.

$$h_{couplage} = \frac{P_{inj}}{P_{puce}} \quad (2-49)$$

Rendement de la fibre :

C'est le rapport de la puissance apportée par la fibre (Puissance extraite – puissance d'entrée du signal) sur la partie de puissance de pompe absorbée par celle-ci.

$$h_{fibre} = \frac{P_{extraite} - P_e}{P_{abs}} \quad (2-50)$$

Afin de connaître la puissance de pompe absorbée par la fibre, on peut mesurer la puissance non absorbée par la fibre. Cette mesure est délicate car il est nécessaire de laisser la fibre double gaine libre à l'extrémité de l'amplificateur. Il faut aussi cliver la fibre avec un angle afin de réduire les réflexions. Cela nous amène donc à définir la notion d'efficacité qui est plus facile à mesurer.

Efficacité :

C'est le rapport de la puissance extraite de la fibre sur la partie de puissance de pompe injectée.

$$Eff = \frac{P_{extraite} - P_e}{P_{inj}} \quad (2-51)$$

Nous distinguerons l'efficacité totale incluant la puissance dans le signal amplifié et dans l'ESA, de l'efficacité du signal seul ou de l'ESA seule.

Rendement optique total :

C'est le rapport entre la puissance totale extraite de la fibre et la puissance émise de la diode. On peut aussi l'exprimer par :

$$h_{total} = Eff_{fibre} * h_{couplage} \quad (2-52)$$

Rendement électro-optique :

C'est le rapport entre la puissance totale extraite de la fibre et la puissance électrique consommée par la diode laser. On peut aussi l'exprimer par :

$$h_{EO} = Eff_{fibre} * h_{couplage} * h_{diode} \quad (2-53)$$

Pour estimer cette grandeur, nous prendrons un rendement électro-optique de la diode de 60 %, valeur typique pour ce type de composant.

III-2-3 Rendement de couplage :

Afin de comparer rigoureusement les résultats de simulation avec les mesures, il est nécessaire de connaître, pour chacun des courants de la diode laser de pompe, la puissance réellement injectée dans la fibre double gaine. Pour cela, nous avons effectué des mesures préliminaires sur les couplages (Figure III-4).

On voit que le rendement de couplage n'est pas constant avec le courant dans la diode. Il atteint 65 % à 3,5 A et 60 % à 1 A. En fait, il est optimisé à la puissance nominale. La modification du mode spatial de la diode avec la puissance émise en est la raison [62].

L'efficacité de la fibre est mesurée en cavité laser. En plaçant un miroir de 100 % de réflexion à une extrémité et de 4 % à l'autre extrémité, la puissance extraite de la fibre est maximale (Voir III-2-2 du chapitre 3).

Le rendement de couplage n'est pas très bon ici puisqu'il pourrait atteindre 90 %. Le rendement électro-optique maximal n'est que de 24 %. Ces faibles résultats proviennent d'un mauvais choix de la micro-lentille double cylindrique entre la diode et la fibre rainurée.

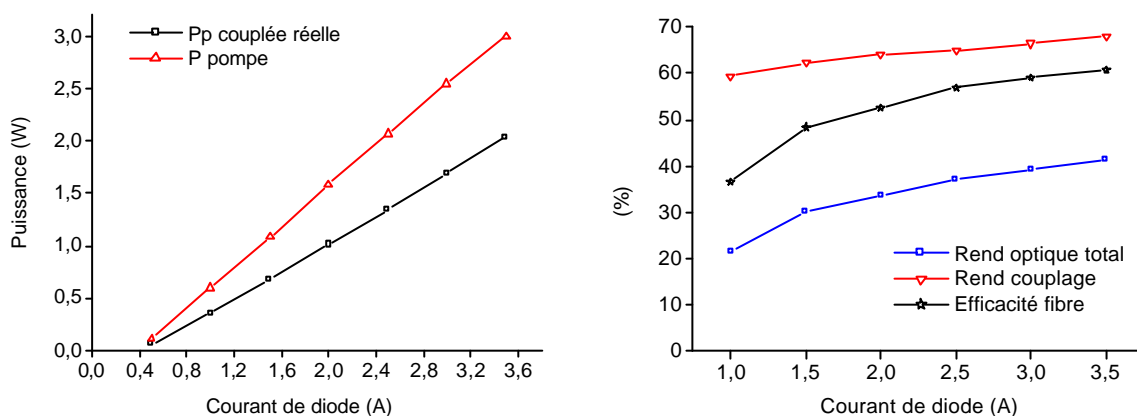


Figure III-4 : A gauche : Puissance émise par la diode laser, et puissance injectée dans la fibre.
A droite : Rendement de couplage, efficacité de la fibre et rendement optique total pour l'amplificateur utilisant la fibre 1.

III – 3 Application à l'amplificateur de moyenne puissance

III-3-1 Introduction :

Nous définirons les amplificateurs de moyenne puissance comme ceux permettant d'extraire entre 500 mW et 2 W. Beaucoup d'applications ne nécessitent pas des puissances supérieures. De plus, c'est une gamme de puissances correspondant technologiquement à l'utilisation d'un seul module de pompage transverse. Enfin, il correspond à une plage de fonctionnement pour laquelle la plupart des effets non-linéaires sont négligeables.

Le schéma expérimental est donné ci-dessous (Figure III-5). On mesure la puissance du signal injecté dans l'amplificateur en B. La correction sur la puissance du signal tient compte du rapport de couplage du coupleur qui est d'environ 50 % ici. La puissance et le spectre contra-propagatif sont mesurés en A en tenant compte des même corrections. Deux configurations existent : Le pompage co-propagatif (signal et pompe de même sens) et contra-propagatif

(signal et pompe en sens inverse). Pour ne pas alourdir l'écriture nous parlerons de configuration co ou contra.

Les croix indiquent une soudure entre fibres monomodes (pertes typique 0,02 dB). Les ronds vides, une soudure entre fibre double gaine et monomode (pertes données en III-4-9 du chapitre 1). Les ronds noirs, une soudure entre fibres double gaine (pertes typiques 0,4 dB pour le signal et 0,2 dB pour la pompe). Les connecteurs APC (Angle Polished Connector) sont indiqués. Un atténuateur permet de limiter la puissance à l'entrée de l'ASO. C'est un atténuateur mécanique introduisant un espace d'air réglable entre deux connecteurs APC. Nous verrons qu'il peut faire apparaître un effet Fabry-Pérot modulant légèrement le spectre mesuré. La fibre utilisée est la fibre 1 et sa longueur est de 8 m. La fibre est enroulée sur un diamètre de 14 cm.

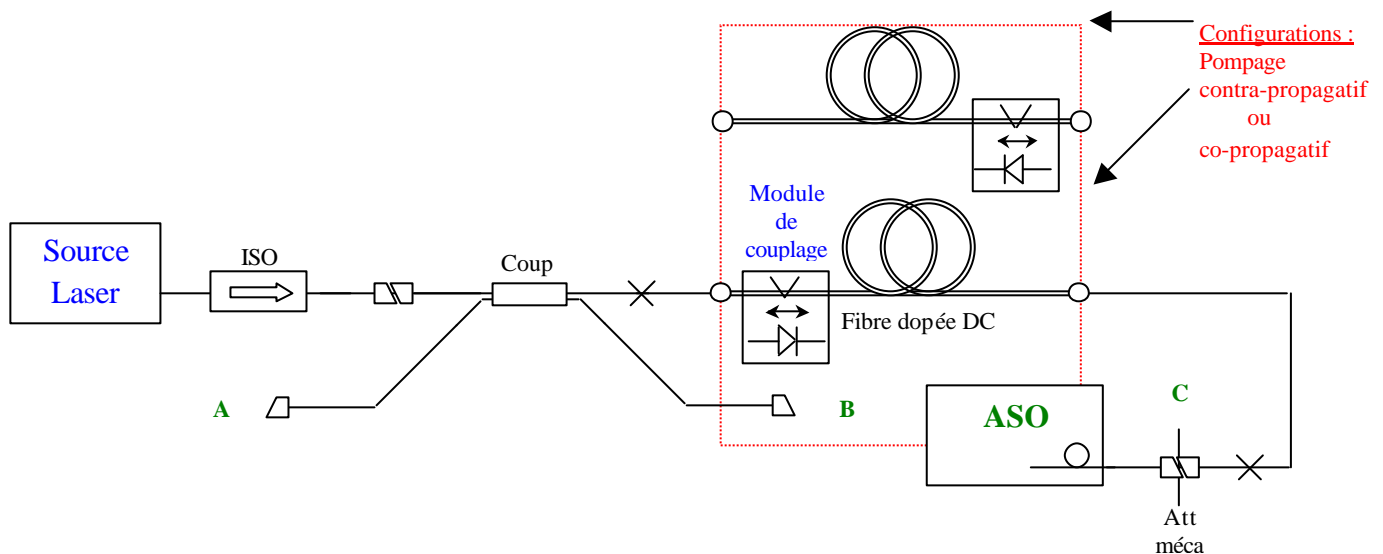


Figure III-5 : Schéma expérimental de caractérisation.

III-3-2 Amplification à 1047 nm :

Pompage co-propagatif :

La source laser est continue, et délivre 1 mW. Elle possède une largeur spectrale d'environ 1 nm.

La puissance totale extraite varie linéairement avec la puissance de pompe (Figure III-6 à gauche), et le modèle donne des résultats tout à fait acceptables puisque les écarts ne dépassent pas 5 % en puissance.

La puissance d'ESA co mesurée est très petite car le signal sature bien le milieu. C'est ce que nous observons sur le spectre de sortie (Figure III-7 à droite). On a un rapport signal/ESA de 40 dB. Le modèle présente un spectre d'ESA un peu différent vers 1070 nm.

On atteint un gain de 29,4 dB et une efficacité de 43,6 % tandis que le rendement de la fibre est de plus de 63 %. Malgré tout, l'efficacité n'est pas optimale. En effet, le modèle permet d'estimer la puissance de pompe non absorbée par la fibre. Celle-ci est de 25 % ce qui est très élevé.

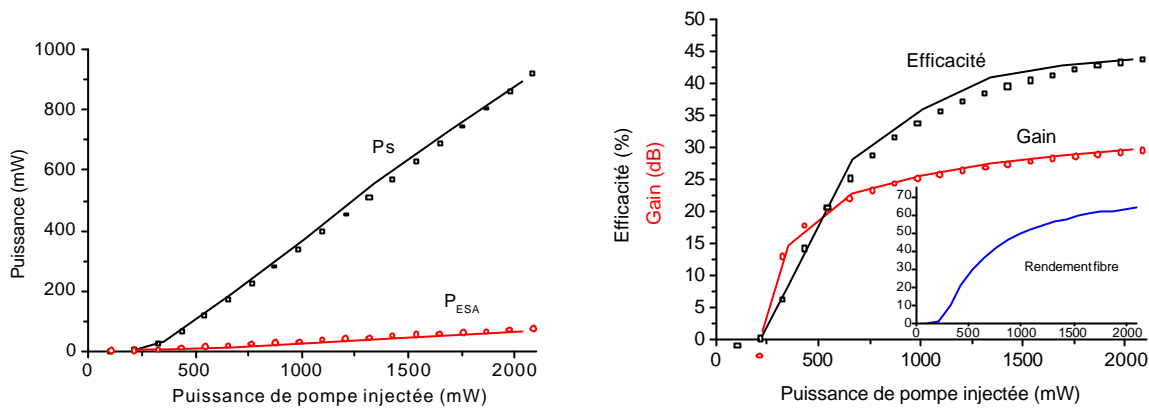


Figure III-6 : A gauche : Puissance de sortie et d'ESA mesurées en C.
A droite : Efficacité et gain avec le rendement de la fibre en encart.
(Trait continu : mesure, Symboles : modèle)

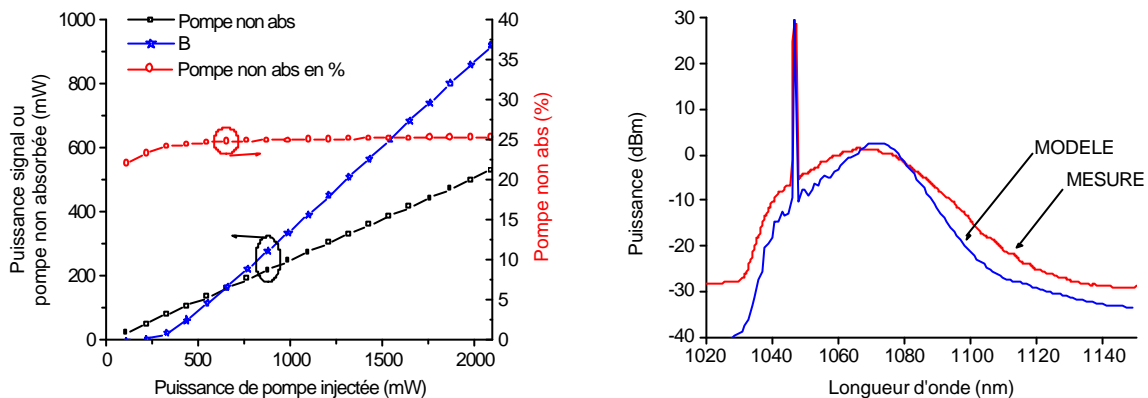


Figure III-7 : A gauche : Puissance du signal et fraction de pompe non absorbée.
A droite : Spectre de sortie (Rés 1 nm).

Pompage contra-propagatif :

Le module de pompage est placé à présent en sortie d'amplificateur.

L'efficacité est un peu supérieure puisqu'elle dépasse les 47 %. Le rendement de la fibre est amélioré lui aussi (il passe de 63 % à 67 %). Les écarts avec le modèle sont inférieurs à 4 %.

Les spectres mesurés co et contra (Figure III-9) sont pratiquement identiques. On remarque tout d'abord que tout le spectre est saturé par le signal. Cela montre que le milieu se comporte comme étant relativement homogène sinon le signal laser ne saturerait qu'un nombre réduit de sites et on verrait un creux sous le pic laser. On remarque aussi une moins bonne saturation de l'ESA aux puissances de pompe inférieures à 500 mW. Le rapport signal/ESA est identique en configuration co et contra pour les puissances de pompe supérieures à 500 mW. Il varie légèrement avec la puissance de pompe. On passe de 33 dB à 35 dB en co et de 34 dB à 27 dB en contra. L'ESA augmente rapidement à partir de 1030 nm, présente un maximum à 1070 nm, et une diminution lente et quasiment progressive à partir de cette valeur. Le palier d'ESA entre 1000 nm et 1030 nm et après 1120 nm provient du seuil de détection de l'ASO. La puissance d'ESA réelle est inférieure à ce palier comme le montre le spectre pour $P_p = 228$ mW. On retrouve la décroissance des sections efficaces d'émission au delà de 1070 nm.

Le spectre d'ESA contra-propagatif mesuré (Figure III-10) s'étend davantage vers les courtes longueurs d'onde (avant 1040 nm) en configuration co qu'en configuration contra. Cela

s'explique aisément. Un signal à 1035 nm se propageant contra-propagativement subira une plus grande amplification car la puissance de pompe incidente perçue augmente. A l'inverse, en se propageant co-propagativement la puissance de pompe incidente perçue diminue. De plus, l'ESA co est plus saturée par le signal puisque celui-ci augmente aussi dans ce sens.

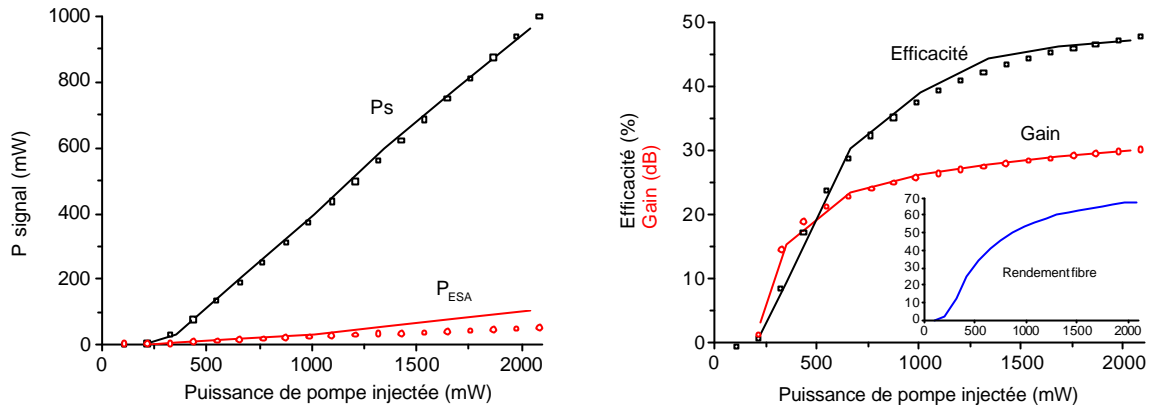


Figure III-8 : A gauche : Puissance de sortie et d'ESA mesurées en C.
A droite : Efficacité et gain avec le rendement de la fibre en encart.
(Trait continu: mesure, Symboles : modèle)

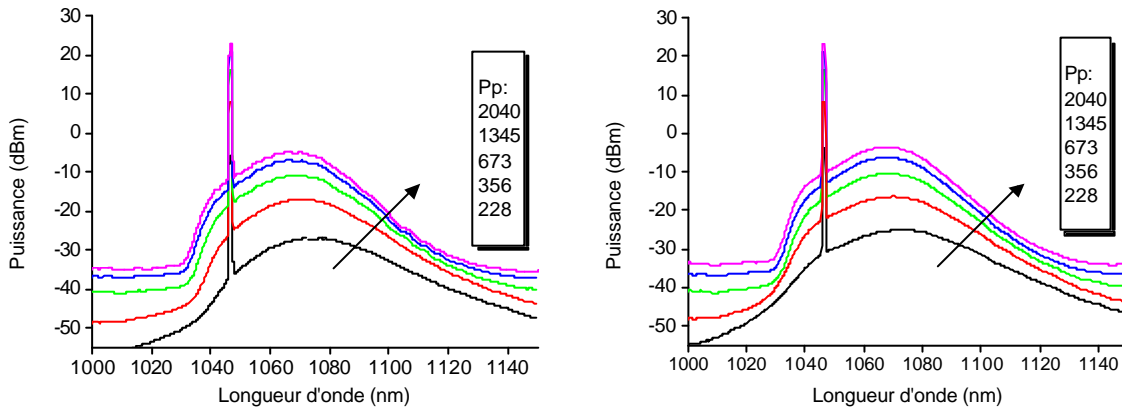


Figure III-9 : Spectres de sortie mesuré en C, en fonction de la puissance de pompe P_p en mW (Rés 0,25 nm).
A gauche : Configuration co.
A droite : Configuration contra.

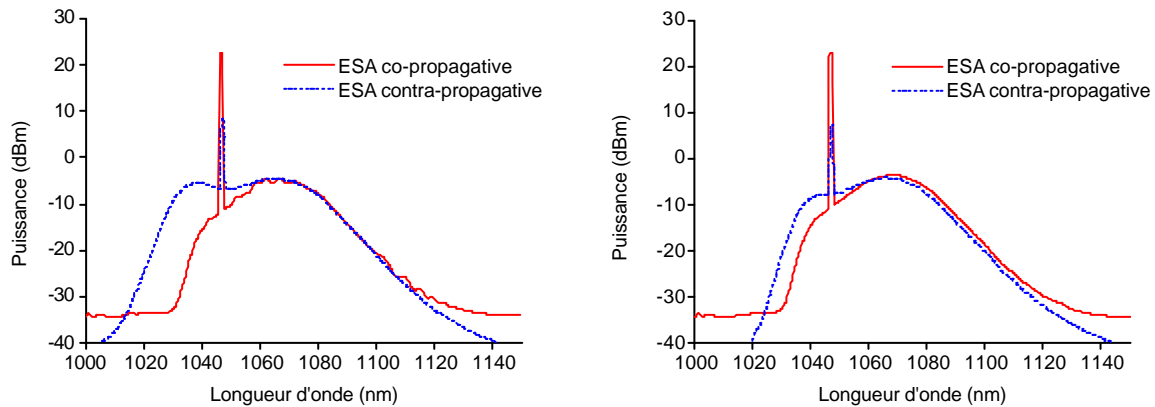


Figure III-10 : Spectre de sortie mesuré (Trait continu : mesuré en C, Pointillé : mesuré en A) (Rés 0,25 nm).
A gauche : Configuration co.
A droite : Configuration contra.

Effets de la dépendance longitudinale de l'absorption :

La dépendance longitudinale du coefficient d'absorption de la pompe dans la gaine va modifier substantiellement une partie du spectre comme le montre la figure III-11.

La fonction $C(z)$ représente le facteur de variation du coefficient d'absorption le long de la fibre (Voir II-3-2). Dans le cas où $C(z) = 1$, le coefficient d'absorption est constant et cet effet n'est donc pas pris en compte. Dans l'autre cas, la fonction $f(z)$ décrit les variations mesurées au III-5-9 du chapitre 1. Dans ce dernier cas, si nous regardons les puissances du signal et de l'ESA co et contra nous constatons que la puissance d'ESA contra-propagative augmente de 20 % (en A sur la figure III-11) et la puissance du signal augmente de 9 %. Il est donc important de tenir compte de ces effets.

En fait l'absorption réelle mesurée dépend aussi de la façon dont la fibre dopée est enroulée (Figure IV-6 du Chapitre 1). Aussi, le modèle doit tenir compte de la façon dont la fibre est positionnée lors des mesures. Pour les mesures effectuées dans ce chapitre à l'exception du paragraphe III-5, la fibre est enroulée sur un diamètre de plus de 14 cm. Nous avons vu au IV-2-3 du chapitre 1 que dans ce cas l'absorption n'est pas modifiée par rapport à l'absorption de la fibre non enroulée, aussi nous n'avons pas tenu compte de l'effet d'enroulement.

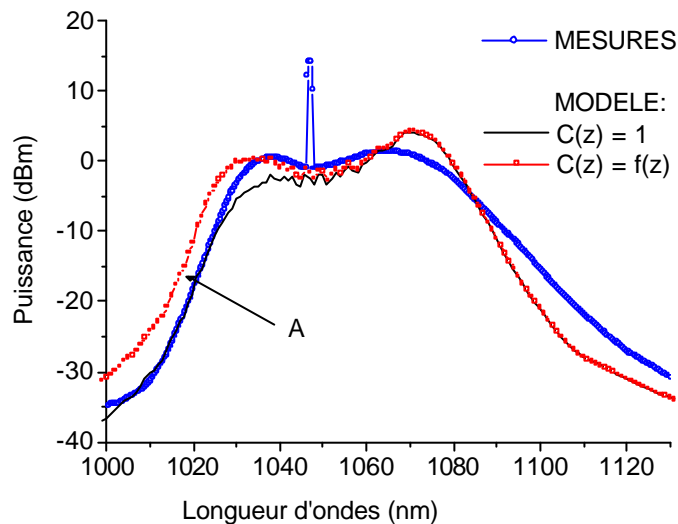


Figure III-11 : ESA contra-propagative dans le cas d'un pompage co-propagatif d'un signal à 1047 nm.
Comparaison de l'effet de la dépendance longitudinale de l'absorption donné
par le modèle par rapport au spectre mesuré (Rés 1 nm) :
 $C(z) = 1$: Pas de prise en compte de l'effet dans le modèle
 $C(z) = f(z)$ Prise en compte de l'effet dans le modèle (modification du spectre en A)

Effets de l'enroulement de la fibre dopée :

Nous avons mesuré l'effet de l'enroulement de la fibre dopée sur la puissance d'un signal à 1047 nm, dans le cas du pompage co-propagatif, et avec 1 mW à l'entrée. Nous avons comparé les résultats en enroulant la fibre sur un diamètre de 14 cm, puis en la positionnant suivant la forme en haricot (Voir figure IV-6 du Chapitre 1).

Avec une puissance de pompe de 228 mW, le signal augmente de 3,9 % et le spectre contra-propagatif n'est pas modifié. Avec une puissance de 2040 mW, le signal augmente de 23 % et le spectre contra-propagatif est toujours identique.

Cette variation est d'autant plus faible que la fibre dopée est longue ou dans le cas où la fibre est pompée à 920 nm.

On suppose que l'enroulement va améliorer le mélange de mode sur toute la longueur de la fibre et en particulier après la longueur d'interaction identifiée au paragraphe IV-2-5 du chapitre 1. Ainsi, l'effet sur le spectre contra-propagatif est très faible puisque celui-ci dépend beaucoup du gain à l'entrée de l'amplificateur, c'est-à-dire près de la pompe. D'autre part, l'absorption globale est légèrement augmentée comme cela a été mesuré (Voir figure IV-6 du Chapitre 1), ce qui conduit à une augmentation de la puissance du signal amplifié.

Il serait judicieux de quantifier cet effet en mesurant ses effets sur le spectre d'absorption de la fibre et en l'introduisant dans notre modèle. Nous nous sommes cependant limité à cet interprétation qualitative et n'avons pas poussé plus en avant nos investigations.

III-3-3 Amplification à 1083 nm :

Nous avons cette fois un signal de 10 mW. La source laser est continue, et possède une largeur spectrale d'environ 1nm. Nous ne présentons que les résultats effectués en pompage co-propagatif.

La puissance extraite est supérieure à celle obtenue à 1047 nm. Cela provient de la puissance d'entrée supérieure et de la longueur d'onde. On obtient jusqu'à 58 % d'efficacité et un rendement de fibre de 76 % (Figure III-12 à droite). L'ESA co-propagative est quasiment nulle (Figure III-12 à gauche). Cela signifie qu'il y a saturation presque totale par le signal. N'oublions pas que nous avons maintenant 10 mW à l'entrée. Le rapport signal/ESA est de plus de 45 dB. Là encore, la longueur de fibre n'est pas optimale puisque plus de 25 % de pompe n'est pas absorbée (Figure III-13 à gauche).

Le spectre présente cette fois un maximum (hormis le pic laser) avant la longueur d'onde du signal, et on retrouve toujours le maximum d'ESA à 1070 nm (Figure III-13 à droite).

Il y a une très bonne concordance du modèle avec les mesures.

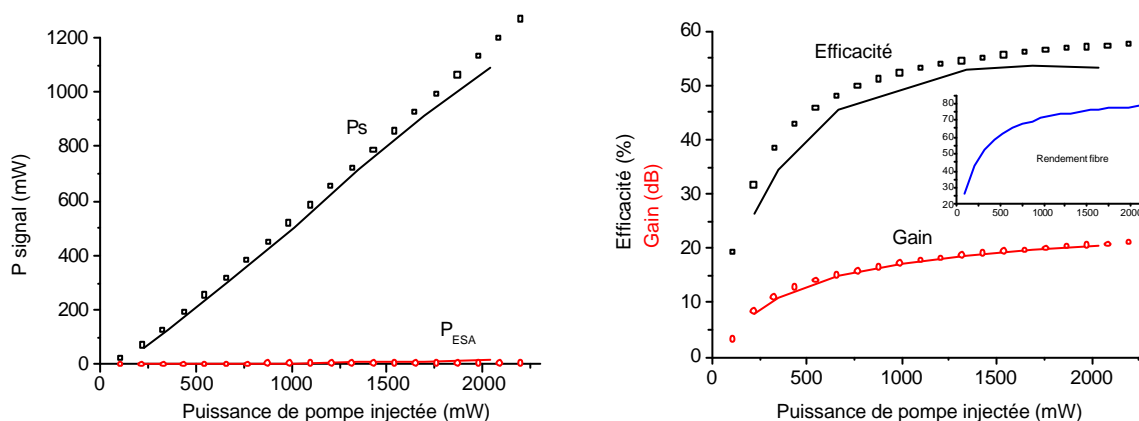


Figure III-12 : A gauche : Puissance de sortie et d'ESA mesurées en C.
A droite : Efficacité et gain avec le rendement de la fibre en encart.
(Trait continu : Mesure, Symboles : modèle)

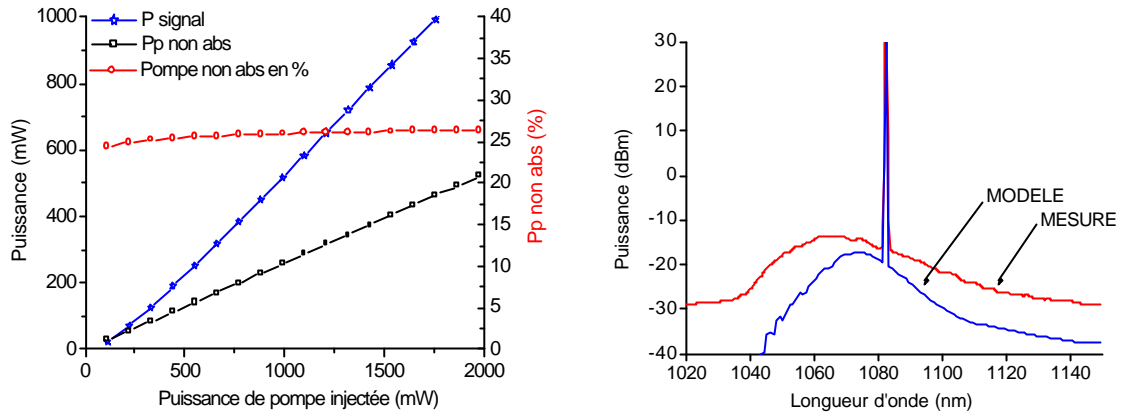


Figure III-13 : A gauche : Puissance du signal et fraction de pompe non absorbée.
A droite : Spectre de sortie (Rés 0,25 nm).
(Trait continu : Mesure, Symboles : modèle)

Spectres mesurés :

Le spectre présente une forte saturation de l'ESA quelque soit la puissance de pompe (Figure III-14). Là encore existe un palier entre 1000 nm et 1040 nm qui provient du seuil de détection de l'ASO. Les modulations de l'ESA proviennent de l'atténuateur mécanique.

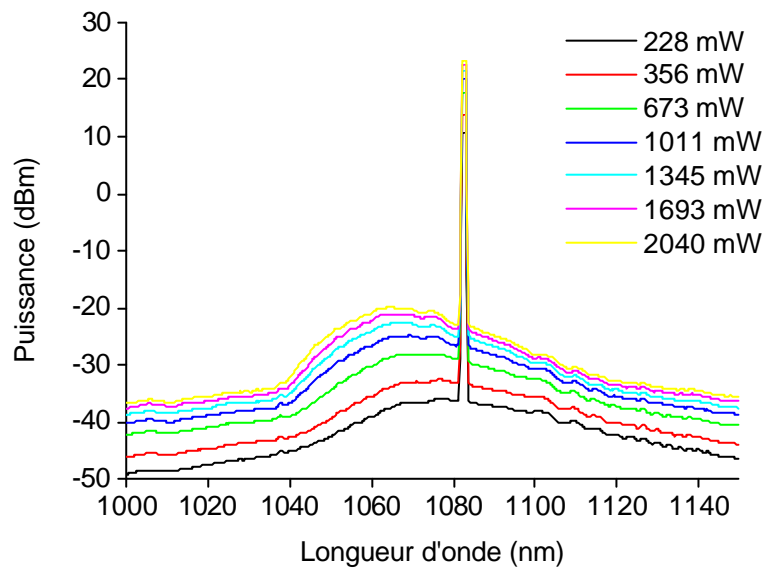


Figure III-14 : Spectres de sortie mesuré en C (Res 0,25 nm).
Configuration co-propagative.

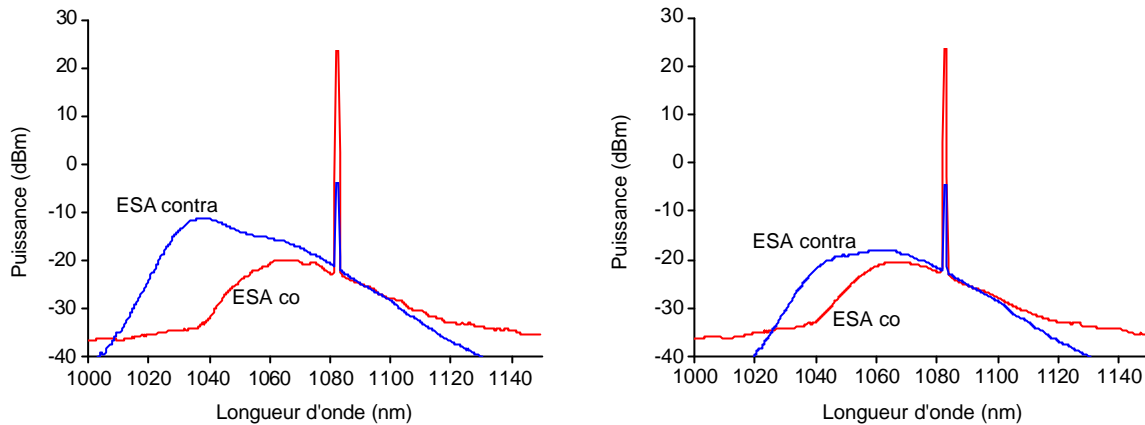


Figure III-15 : Spectre de sortie mesuré en C (ESA co) et en A (ESA contra) (Rés 0,25 nm).

A gauche : Configuration de pompage co-propagatif.

A droite : Configuration de pompage contra-propagatif.

En comparant les configuration co et contra (Figure III-15), on distingue encore mieux la différence entre les spectres co- et contra-propagatif pour les longueurs d'onde courtes (inférieures à 1060 nm).

Le signal va augmenter au cours de sa traversée dans la fibre pompée. Il va puiser son énergie dans l'ESA co-propagative. C'est un fonctionnement classique des amplificateurs [23]. Ceci est plus clair si on regarde le profil longitudinal d'ESA co, d'ESA contra, et d'inversion donné par le modèle (Figure III-16). L'ESA co augmente exponentiellement à partir de 10 % de la longueur de fibre, puis s'effondre rapidement. C'est l'effet de saturation du signal. L'ESA contra quant à elle continue à augmenter. De ce fait l'inversion présente un maximum à l'endroit où le signal comme l'ESA co et contra sont petits. La différence entre l'ESA co et contra-propagative est alors encore plus accentuée.

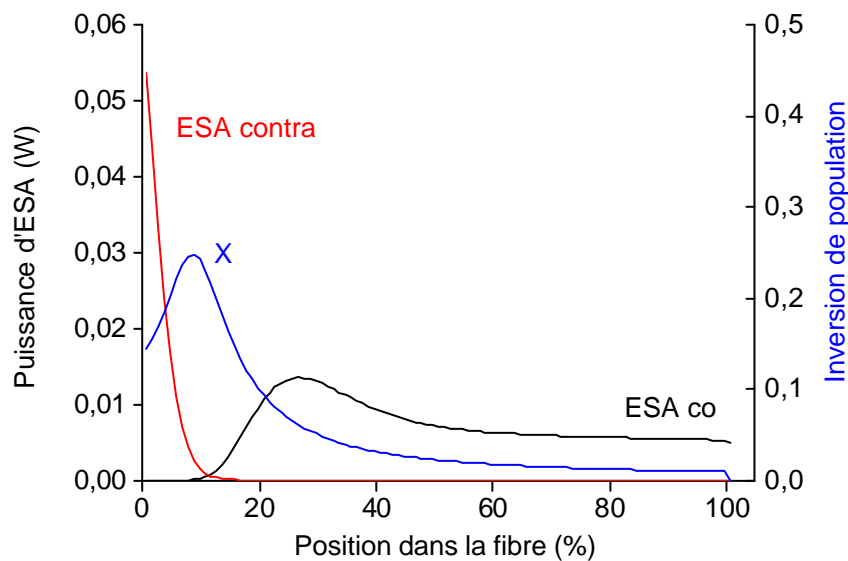


Figure III-16 : Evolution de la puissance d'ESA co et contra, et de l'inversion de population dans la fibre dopée. Amplificateur pompée avec 2 W à 977 nm en configuration co, avec 8 m de fibre, et un signal de 10 mW à 1083 nm.

III - 4 La source superfluorescente

III-4-1 Description :

Les premières sources superfluorescentes sont apparues en 1987, quelques années après les travaux de Pool et de Payne [180] sur les fibres à faibles pertes. Sans signal injecté, ni cavité résonnante, le milieu amplificateur se comporte en source d'émission spontanée amplifiée. Celle-ci est alors générée des deux côtés de la fibre dopée.

Les applications industrielles principales sont les gyroscopes [186], le médical (Ophtalmologie [187]) ou l'instrumentation (Réflectométrie [188]). Elles nécessitent des sources puissantes, stables et émettant sur une large bande spectrale [186]. Les sources superfluorescentes fibrées ont devancé les diodes laser superluminescentes par leur meilleures performances en terme de stabilité de la puissance et de largeur spectrale.

Les deux structures principales sont le simple et le double passage. Parmi les structures simple passage, on distingue les sources en configuration co-propagative, des sources contra-propagatives. Dans la structure double passage, l'ESA est réfléchi à une des extrémités de la fibre par un miroir. Les performances sont meilleures en terme de seuil de pompe et de puissance délivrée. Cependant, la structure double passage nécessite l'utilisation d'un isolateur de très grande isolation.

Nous avons utilisé la source superfluorescente en simple passage (Figure III-17). L'utilisation d'un couplage par V rend possible la mesure simultanée dans les deux configurations. Nous avons utilisé des fibres connectorisées UPC (Ultra Polished Connector) limitant typiquement les réflexions aux extrémités à moins de -60 dB. De même, pour éviter toutes réflexions parasites sur l'ASO (Celui-ci est fibré et possède des réflexions en retour de l'ordre de -14 dB), nous avons atténué fortement le signal et utilisé des isolateurs. Les spectres sont alors corrigés des pertes introduites. Les petites ondulations sur les spectres mesurés proviennent d'un effet Fabry-Pérot dû à l'atténuateur mécanique utilisé.

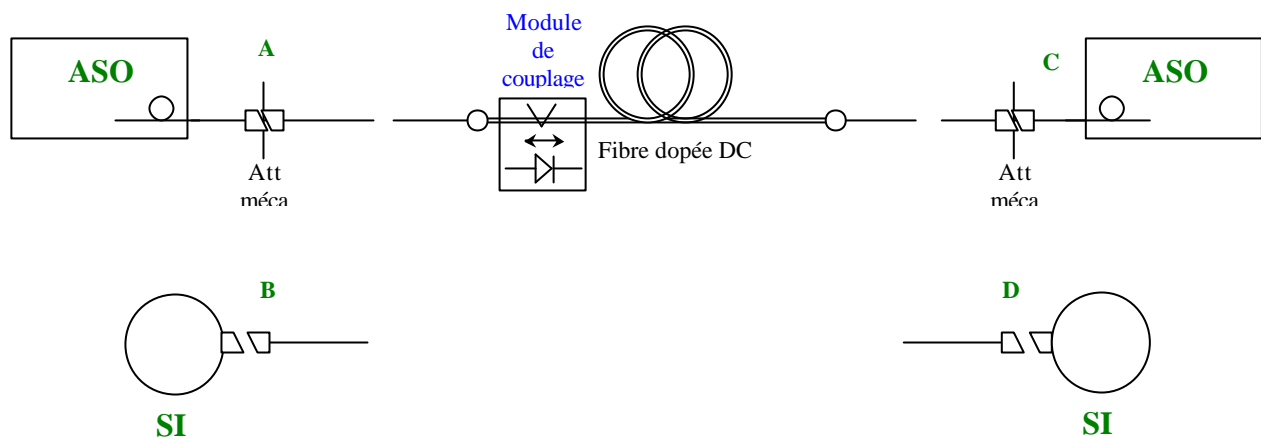


Figure III-17 : Schéma expérimental de caractérisation.

III-4-2 Résultats :

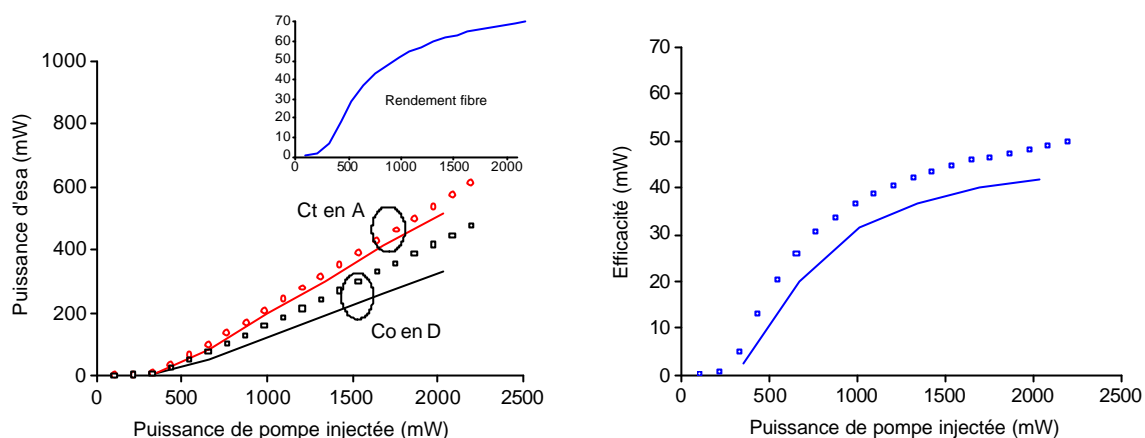


Figure III-18 : A gauche : Puissance d'ESA mesurée en co (en D) et en contra (en B) avec l'efficacité de la fibre en encart.
A droite : Efficacité de l'ESA co et contra.
(Trait continu: mesure, Symboles : modèle)

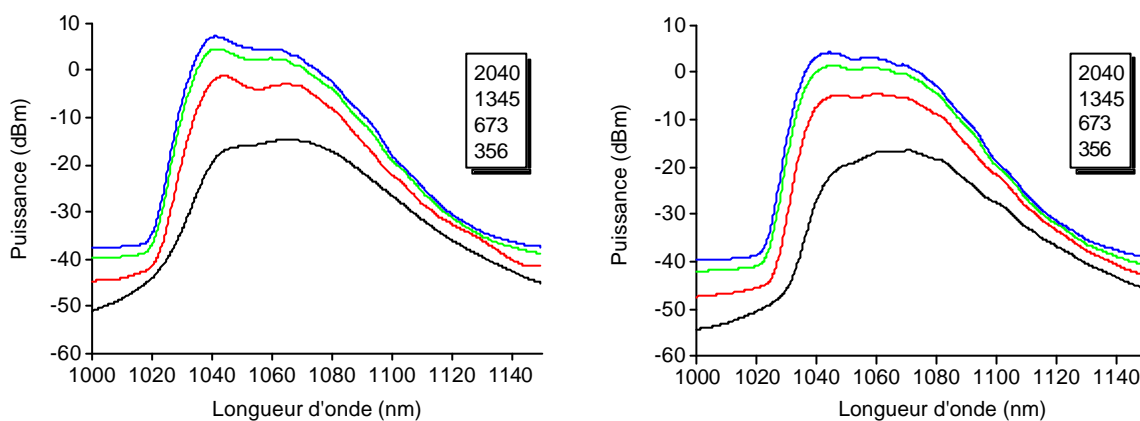


Figure III-19 : Spectre de sortie mesuré (Res 0,25 nm).
A gauche : Configuration contra.
A droite : Configuration co.

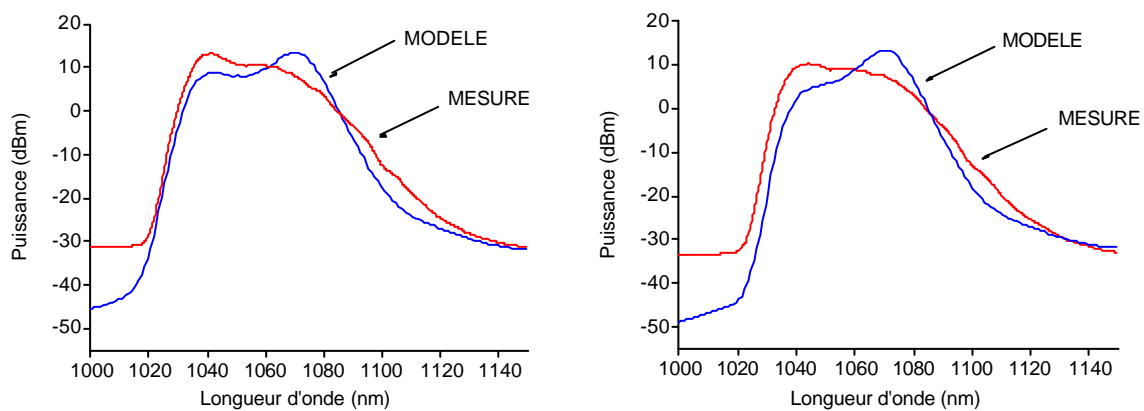


Figure III-20 : Comparaison des spectres de sortie mesurés avec le modèle (Rés 1 nm).
A gauche : Configuration contra.
A droite : Configuration co.

Discussion :

La puissance varie linéairement avec la puissance de pompe injectée (Figure III-18). Nous ne discernons pas de saturation dans la plage de puissance de pompe utilisée pour les mêmes raisons qu'en III-3-2. L'ESA contra-propagative est supérieure à celle en co.

Avec 2 W de pompe, le spectre augmente très rapidement à partir de 1025 nm et atteint un maximum vers 1040 nm (Figure III-19). Puis, il suit une pente douce jusqu'à 1140 nm. Le maximum est à 1070 nm pour les faibles puissances de pompe, pour se déplacer à 1040 nm pour les fortes puissances. Le spectre révèle une excroissance à 1040 nm. Elle provient du changement de pente des sections efficaces d'émission à 1050 nm (Voir figure III-20 du chapitre 1). Le spectre co est plus plat mais moins puissant que le spectre contra. Avec 2 W de pompe la largeur (à -3 dB) est de 34 nm (1037 nm à 1071 nm) et la puissance de sortie co est de 320 mW. En contra, la largeur est de 28 nm (1036 nm à 1064 nm) et la puissance de sortie de 500 mW.

Il est possible d'augmenter cette largeur de diverses manières. La première technique consiste à ajuster la longueur de fibre et de choisir une fibre plus absorbante. Il est ainsi possible d'obtenir 41 nm de largeur (à 0,5 dB) et 485 mW (57 % d'efficacité) avec une fibre plus absorbante [92]. Dans notre cas le modèle nous donne 70 % de rendement pour la fibre et 40 % d'efficacité. Cela montre que la longueur de fibre n'est pas optimisée. La seconde technique consiste à ajouter un filtre égaliseur apportant des pertes pour les longueurs d'onde présentant le plus fort gain (entre 1035 et 1050 nm). Par cette technique, une puissance de 10 mW avec une bande passante de 40 nm a déjà été obtenue en simple passage [110]. En revanche l'efficacité chute alors à 2 %.

Pour comparaison, la plus large bande obtenue avec une fibre Néodyme en simple passage est de 33 nm (Rendement de 1,2 % seulement !) alors qu'elle est de 17 nm (Rendement de 75 %) en double passage [190].

Les bandes les plus larges sont obtenues avec une fibre Ytterbium en double passage (avec un filtre inter-étage constitué d'une section de fibre dopée non pompée), puisqu'elles atteignent 75 nm (à 0,5 dB) et 30 mW [191].

Pour le Praséodyme, des largeurs de 20 nm ont été obtenues avec un rendement de 17 % en simple passage et 31 % en double passage [192].

Pour l'Erbium, une bande de 32 nm avec 30 % de rendement a été obtenue en simple passage [189].

Les sources superfluorescentes mériteraient à elles seules d'être étudiées en détails. Nous n'irons pas plus loin dans notre analyse, notre but étant ici de faire ressortir les potentialités des fibres double gaine dopées Ytterbium pour ce type d'application.

Il s'avère qu'une grande bande spectrale d'émission favorise la génération d'impulsions courtes. Par exemple, dans le cas d'un laser fonctionnant en modes bloqués, la largeur de l'impulsion est inversement proportionnelle à la racine carrée de la largeur spectrale de la source. Bien que ce ne soit pas la seule grandeur limitant la durée de l'impulsion.

Le modèle donne des résultats environ 30 % supérieurs aux valeurs mesurées dans la configuration co (Figures III-19 et III-20). Ces écarts ne sont que de 10 % en configuration contra-propagative.

Le modèle est particulièrement sensible aux paramètres intrinsèques de la fibre dans le cas de la source super-fluorescente. En effet, d'une part le gain non saturé, et donc aussi l'émission spontanée amplifiée, augmentent exponentiellement avec la puissance de pompe. D'autre part, le gain est saturé par cette même puissance d'ESA générée. Cela explique pourquoi la puissance varie linéairement avec la puissance de pompe.

Si nous regardons le profil longitudinal de l'ESA dans la fibre dopée donnée par le modèle, on voit clairement ce phénomène surtout sur l'ESA co-propagative (Figure III-21). La courbe augmente exponentiellement après 40 % de fibre traversée, puis s'incurve dans l'autre sens après 50 ou 60 % de fibre traversée. D'autre part, l'inversion de population varie fortement. Elle présente un maximum à l'endroit où l'ESA est minimale. Ce comportement est typique des sources superfluorescentes [115]. Il y a un partage de la fibre entre les deux sens d'ESA, car les deux sens sont en compétition. L'équilibre s'effectue entre, d'une part, la puissance générée, et d'autre part, la réserve d'énergie représentée par l'inversion de population alimentée par la puissance de pompe vers le centre de la fibre. Un léger déséquilibre provient de la dissymétrie de pompage. Aussi l'ESA contra est toujours légèrement supérieure à l'ESA co.

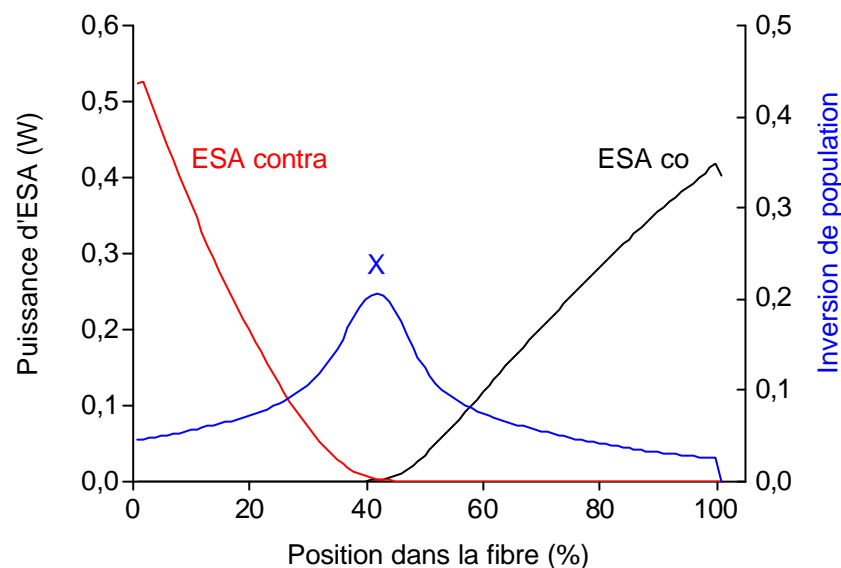


Figure III-21 : Evolution de la puissance d'ESA aller et retour, et de l'inversion de population dans la fibre dopée. Source superfluorescente pompée avec 2 W à 977 nm en configuration co et avec 8 m de fibre.

III - 5 *Application à l'amplificateur de forte puissance*

III-5-1 Introduction

Des puissances de 3, 5 ou 10 W sont aujourd'hui possible avec la technologie fibrée tout en restant très compétitive d'un point de vue coût. Ces fortes puissances amènent à considérer les effets non-linéaires avec la plus grande attention.

III-5-2 Amplification d'un signal à 1083 nm jusqu'à 5 W

Le signal d'entrée est un signal laser à 1083 nm, d'environ 2 GHz de largeur spectrale, continu, et de 30 mW. Le rapport signal à bruit est supérieur à 45 dB.

La structure développée à Keopsys repose cette fois sur l'utilisation d'un coupleur multimode (MM) et de diodes lasers fibrées multimodes. Le coupleur possède 6 fibres multimodes en entrée permettant d'injecter la pompe et d'une fibre monomode. La fibre de sortie est double gaine. La soudure avec la double gaine dopée peut être optimisée afin de réduire les pertes à

moins de 0,4 dB. le coupleur MM permet de combiner le faisceau provenant des différentes fibres dans la gaine de la fibre double gaine Figure III-22). Les diodes laser de puissance utilisées ici, émettent jusqu'à 2,5 W chacune. Nous avons testé deux longueurs de fibre dopée 15 et 25 m.

L'efficacité obtenue est d'environ 33 % avec 15 m et de 45 % avec 25 m.

Aucun effet non-linéaire n'est observé sur la puissance.

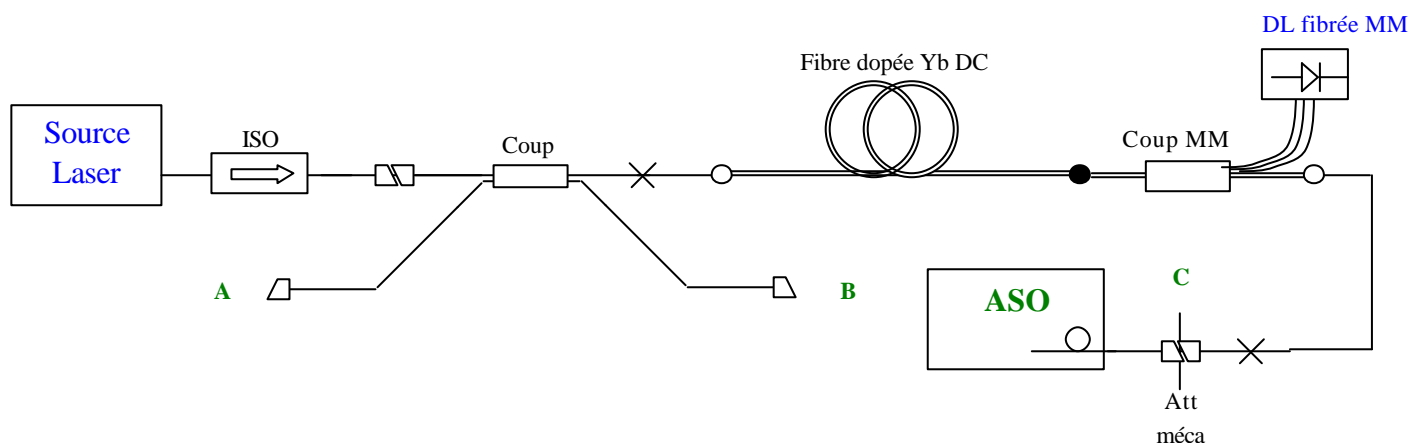


Figure III-22 : Schéma expérimental de caractérisation.

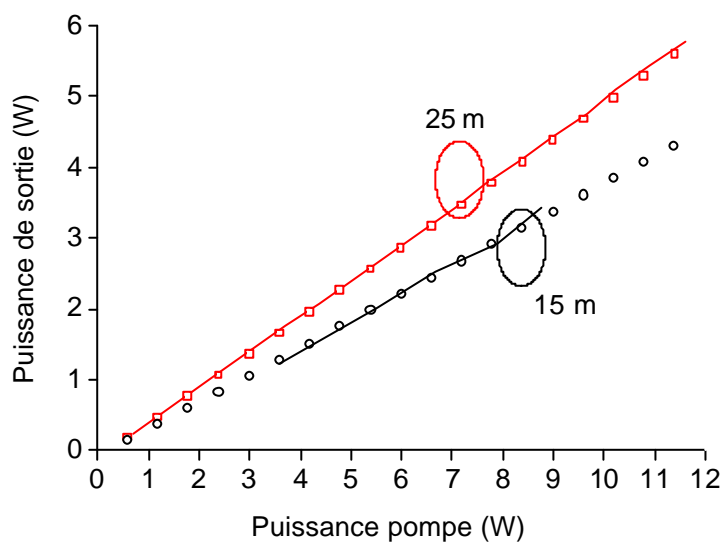


Figure III-23 : Puissance extraite mesurée en C pour deux longueurs de fibre dopée.
(Trait continu : mesure, Symboles : modèle)

III-5-3 Effets non-linéaires et application à l'amplification d'un signal à 1100 nm jusqu'à 3 W

Première configuration :

Le signal d'entrée est un signal laser à 1100 nm de moins de 50 KHz de largeur spectrale, continu, et de 9,2 mW.

La fibre dopée Yb a une longueur de 8,5 m (fibre 1), et est composée de deux modules de pompage. Un coupleur est placé à l'entrée de l'amplificateur afin de récupérer le signal contra-propagatif provenant de l'amplificateur (Figure III-24).

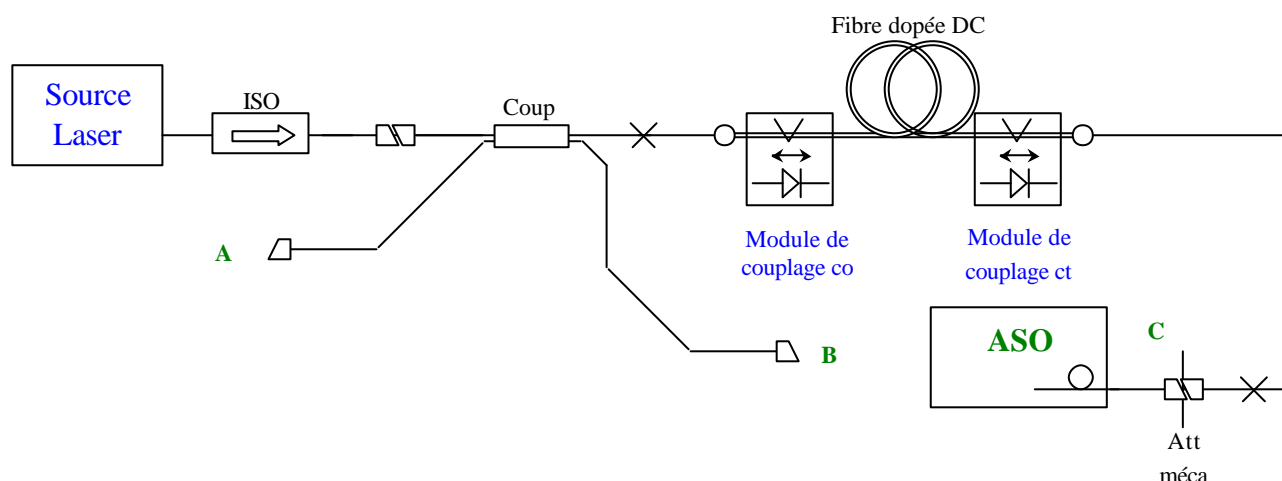
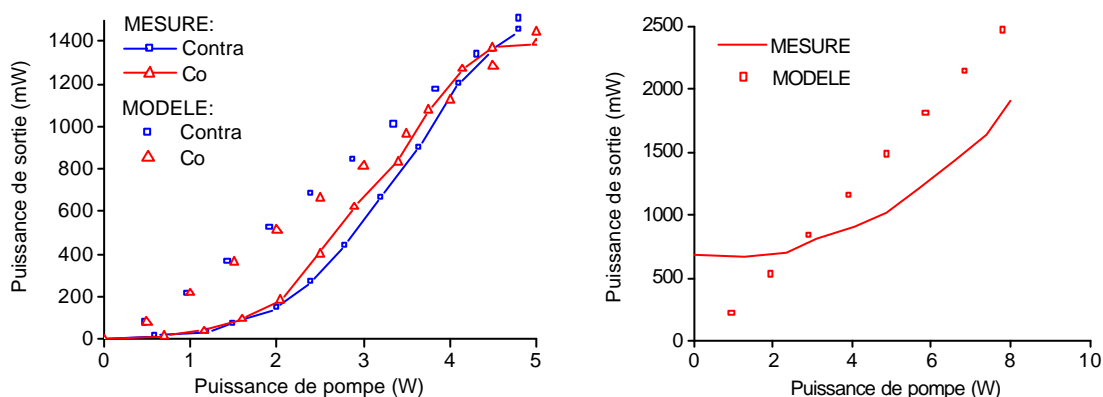


Figure III-24 : Schéma expérimental de caractérisation.



Discussion :

La puissance de sortie donnée ici est la puissance totale intégrée sur tout le spectre (elle contient donc la puissance d'ESA co-propagative et le signal à 1100 nm).

Nous avons déduit le rendement de couplage des diodes laser à partir des relevés de puissance extraite avec une seule diode à la fois (configuration co ou contra Figure III-25 à gauche).

Nous trouvons les valeurs de 62 % et 64 %, tout à fait dans la moyenne des couplages effectués.

Les mesures montrent une variation sous-linéaire de la puissance. Cela provient de la mauvaise optimisation de la température de la diode pour chacun des courants. Les températures sont optimisées à la puissance nominale atteinte. Ici, c'est à 6 A dans chacune des diodes laser pour atteindre 3 W à 1100 nm. La puissance des diodes est alors de 5 W et 4,8 W respectivement pour les diodes co et contra).

Les résultats en configuration co et contra simultanément montrent bien, en extrapolant la courbe, que la puissance mesurée rejoint la puissance calculée avec 10 W de pompe. Le faible rendement obtenu confirme bien la mauvaise optimisation de la longueur de fibre. D'autre part, le signal sature très mal l'amplificateur, aussi une grande partie de la puissance se trouve dans l'ESA.

Nous avons aussi observé des instabilités importantes aux alentours d'une puissance de sortie de 2 W. L'observation du spectre contra-propagatif (mesuré en A) met en évidence un phénomène d'émission Brillouin stimulée (Voir annexe C). En effet, pour une puissance de sortie inférieure à 2 W on observe un pic bien symétrique (Figure III-26 gauche). Celui-ci vient de la réflexion du signal incident sur le connecteur APC en C (Réflexion < -45 dB) et de sa ré-amplification à travers l'amplificateur. Quand la puissance de sortie atteint 2 W, nous voyons clairement un élargissement du signal (Figure III-26 droite) et de fortes fluctuations des intensités. Malgré la résolution limitée de l'ASO (0,06 nm), nous discernons tout de même un premier pic à droite du signal et décalé de 16 GHz. Ainsi qu'un second pic à gauche décalé de la même quantité. Ces pics secondaires sont la signature de la présence d'émission Brillouin stimulée. Dans le spectre présenté, la composante antistokes est plus importante que la composante stokes. Le signal Brillouin généré interfère avec le laser oscillateur et rend la dynamique complexe.

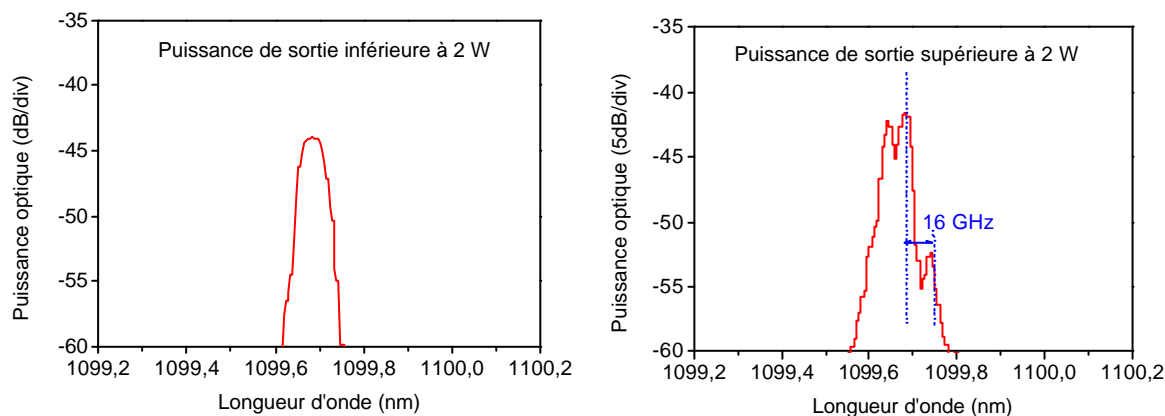


Figure III-26 : Spectre du signal mesuré en A (Rés 0,06 nm).

A gauche : Sous le seuil Brillouin.

A droite : Au dessus du seuil Brillouin.

La génération de Brillouin a été observée lors du pompage co- et contra-propagatif simultané. Rien n'a été observé lors du pompage co- ou contra-propagatif individuellement. C'est la raison majeure à la réduction de la longueur de fibre à 8,5 m. Nous verrons qu'avec un pompage à 977 nm en contra-propagatif, cette longueur s'avère être suffisamment faible pour ne pas générer trop d'ESA.

Seuil Brillouin donné par le modèle :

En introduisant l'effet Brillouin dans notre modèle (Voir annexe C), nous avons comparé l'émission Brillouin générée suivant la configuration de l'amplificateur et la puissance de signal incidente (figure III-27). La simulation indique qu'à longueur de fibre identique, le seuil d'apparition du Brillouin est diminué lorsque le pompage s'effectue en co- et contra-propagatif par rapport au pompage contra seul. Le pompage co seul diminue encore plus le seuil d'apparition. De plus, l'augmentation du signal d'entrée de 9,2 à 350 mW réduit considérablement le seuil Brillouin.

Les structures contra-propagatives sont donc à privilégier ainsi que les structures à simple étage d'amplification.

Nous avons aussi observé l'influence des deux paramètres phénoménologiques g_B et $B(L)$ sur le seuil Brillouin (figure III-28). C'est le paramètre g_B qui a le plus d'influence. L'estimation de ce paramètre par comparaison avec l'expérience est délicate. Les résultats trouvés sont d'ordre qualitatif car la génération du Brillouin est très sensible à d'autres facteurs tels que les réflexions aux extrémités de la fibre ou en tout autre endroit, ou la diffusion Rayleigh [128, 206].

Comment augmenter le seuil Brillouin ?

Outre la configuration de pompage, il est possible d'augmenter le seuil Brillouin en :

- diminuant la longueur effective.
- augmentant la surface effective du mode dans la fibre.
- augmentant la largeur spectrale du signal.
- Utilisation de fibre de constituants différents.

Dans le premier cas, une longueur réduite de fibre nécessite d'augmenter la concentration en dopant ou bien de réduire le rapport des surface gaine/cœur afin d'absorber suffisamment de pompe. La concentration en dopant est généralement élevée dans les fibres double gaine (elle est supérieure à 10000 ppm dans notre cas), et des risques de création d'agglomérats sont susceptibles de limiter cette concentration. La diminution du rapport des surfaces gaine/cœur est limitée quant à elle par le couplage des diodes lasers de pompage.

Dans le second cas, il est toujours possible d'augmenter la surface effective en augmentant le diamètre de mode [89, 204, 139]. Cependant il est nécessaire de maintenir l'aspect monomode transverse de la fibre à la longueur d'onde du signal. D'autre part, il est nécessaire de considérer les pertes avec le système aval dans le cas où il est lui-même fibré.

Dans le troisième cas, il est nécessaire d'utiliser des modulateurs de fréquence ou de phase en amont de l'amplificateur afin de répartir la puissance sur plusieurs raies, au détriment du coût et de la complexité de l'architecture.

Dans le quatrième cas, l'utilisation de fibres composées de constituants (co-dopants) différents peut modifier le décalage Brillouin. En cascade de fibres différentes on va donc augmenter le seuil d'apparition du Brillouin.

Enfin, il faut veiller à réduire les réflexions en bout de fibre. Celles-ci viendront fortement favoriser l'émergence du Brillouin [148, 128].

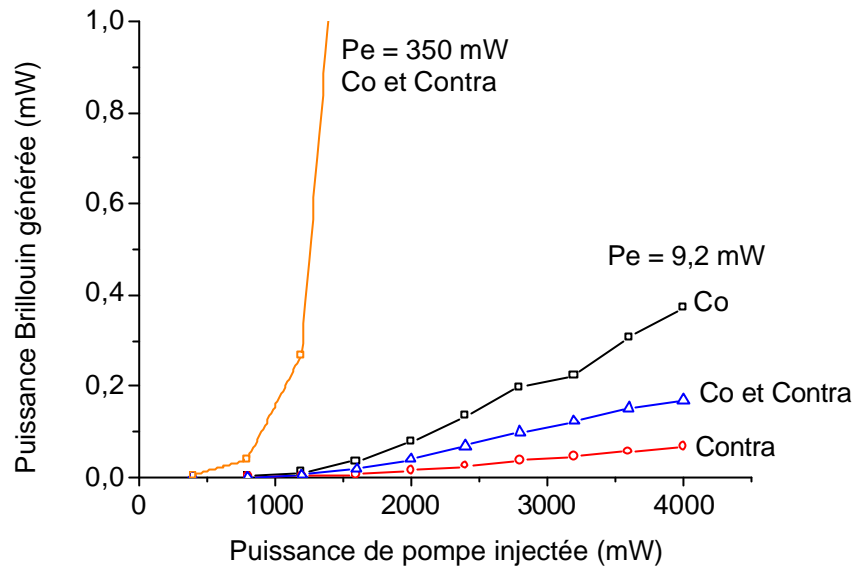


Figure III-27 : Influence de la structure d'amplificateur (co, contra, co et contra) sur le seuil d'apparition du signal Brillouin ($g_B = 4,6 \cdot 10^{-11}$, $B(L) = 10^{-9}$).

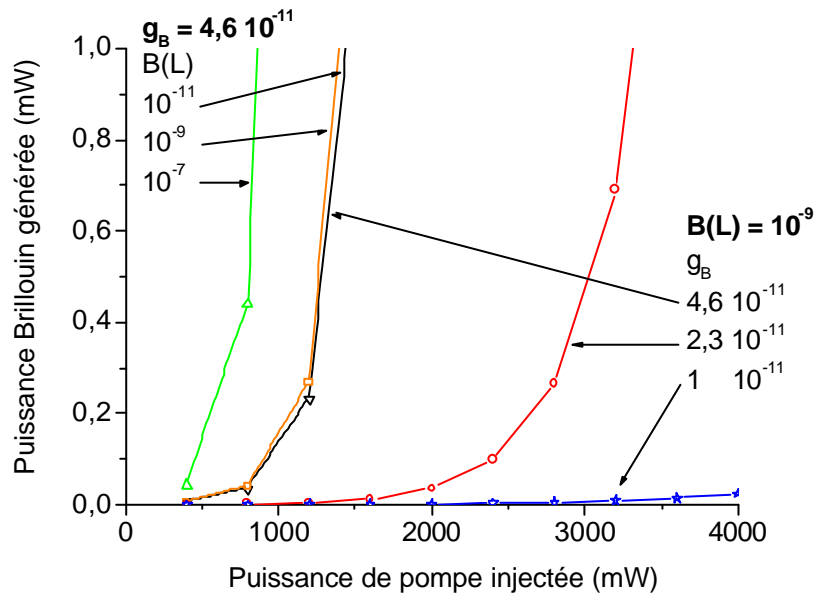


Figure III-28 : Influence du gain Brillouin g_B et de la bande d'émission spontanée Brillouin $B(L)$, sur le seuil d'apparition du signal Brillouin.

Seconde configuration :

Nous avons utilisé deux étages d'amplification afin de réduire les effets Brillouin dans l'étage de puissance. Le premier étage permet d'atteindre une puissance de 350 mW à l'entrée du second étage. La source laser et l'amplificateur sont identiques à ceux de la première configuration. Un pré-amplificateur est placé entre la source laser et l'amplificateur. Il est isolé du reste du montage. Le pré-amplificateur permet d'avoir une puissance à l'entrée de l'amplificateur de 350 mW (Figure III-30).

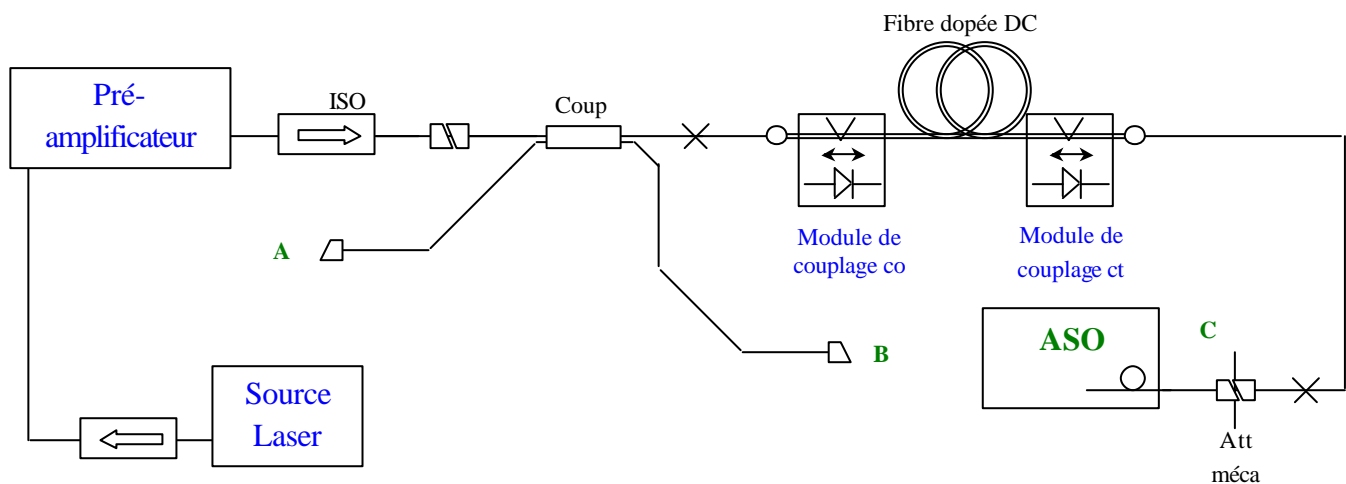


Figure III-29 : Schéma expérimental de caractérisation.

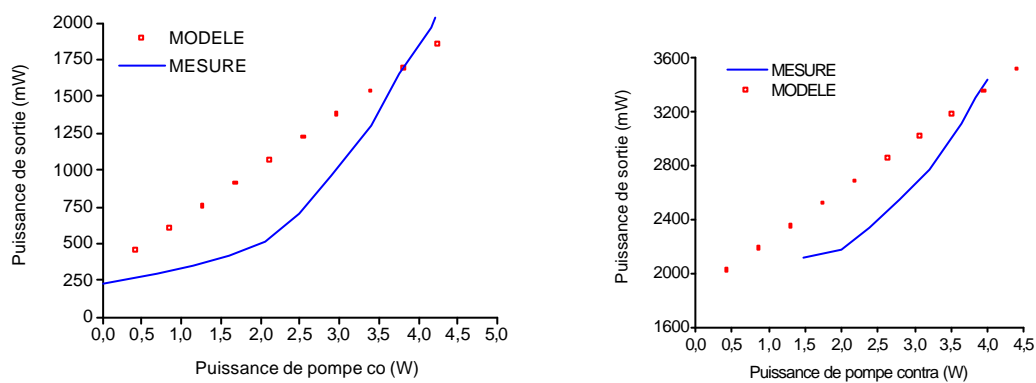


Figure III-30 : Puissance extraite mesurée en C.
A gauche : Pompage co seul.
A droite : Pompage contra seul.
(Trait continu : mesure, Symboles : modèle)

Discussion :

Cette structure à double étage répond partiellement au problème de la génération de Brillouin. En effet, le gain du second étage est, bien entendu, plus faible que dans la première configuration puisque le signal d'entrée est, cette fois, de 350 mW. Cependant, une section de fibre standard non dopée de quelques mètres en sortie d'amplificateur, peut suffire à diminuer considérablement le seuil (Voir Annexe C : avec un seuil de 22 W.m et 10 m de fibre en sortie d'amplificateur, une puissance de 2,2 W en sortie est suffisante pour faire apparaître l'effet Brillouin).

Des investigations montrent qu'il est possible d'augmenter le seuil d'apparition en soudant deux tronçons de fibre dopée différents. Si les fibres ont des constituants différents l'une de l'autre, le décalage spectral Brillouin sera différent. Aussi, les deux signaux Brillouin généreront moins d'émission stimulée.

III – 6 *Influence des paramètres extrinsèques à la fibre*

III-6-1 Présentation

Divers amplificateurs ont été développés sans toutefois avoir été complètement optimisés. Afin de cibler les structures les mieux adaptées aux besoins, nous allons utiliser le modèle numérique pour explorer le fonctionnement de l'amplificateur dans diverses configurations et en faisant varier certains paramètres.

Les paramètres de réglage seront :

La longueur d'onde de pompe : 920 nm ou 977 nm

La configuration : co- ou contra-propagative

La puissance du signal incident -30 à +20 dBm

La longueur d'onde du signal 1025 à 1125 nm

La longueur de fibre 4 à 50 m

Nous analyserons l'efficacité à la longueur d'onde signal. Nous donnerons aussi l'efficacité d'ESA co-propagative.

III-6-2 Influence de la longueur de la fibre dopée

Il existe une longueur optimale de fibre pour laquelle la puissance de sortie (ou le gain) ou l'efficacité est optimale. Cette longueur dépend de la longueur d'onde du signal et de la configuration de l'amplificateur.

Pour tous les résultats présentés ici, la puissance émise par la diode laser est de 2 W et le rendement de couplage de 90 %.

Dans le cas d'un pompage à 977 nm co-propagatif et avec un signal d'entrée de 1 mW, nous distinguons le maximum d'efficacité pour une longueur d'autant plus grande que la longueur d'onde du signal est grande elle-aussi (figure III-31). C'est le fonctionnement classique de tout amplificateur optique fibré. La longueur optimale est d'environ 8 m à 1047 nm et 32 m à 1083 nm. Nous voyons clairement apparaître le fonctionnement à trois niveaux pour les longueurs d'onde signal inférieures à 1075 nm. En effet, il existe une longueur de fibre optimale au-delà de laquelle le gain, et donc, la puissance de signal extraite décroissent. Pour les longueurs d'onde supérieures à 1075 nm, on a une augmentation asymptotique du gain et de la puissance de signal extraite. C'est le comportement à quatre niveaux.

La diminution de la puissance extraite au delà de 1090 nm rend compte de l'apparition progressive de l'ESA aux plus courtes longueurs d'onde. C'est ce que montre la figure III-33. L'ESA remonte très rapidement à partir de 1090 nm quelle que soit la longueur de fibre utilisée. En revanche, pour les courtes longueurs d'onde, il est possible d'ajuster la longueur pour diminuer la quantité d'ESA générée.

La bande spectrale d'amplification est d'autant plus large que la longueur de fibre est courte. En revanche l'efficacité maximale et la longueur d'onde centrale de la bande diminue avec la longueur de fibre (figure III-32). Nous avons :

50 nm (1032 à 1085 nm) avec 4 m

35 nm (1055 à 1090 nm) avec 12 m

20 nm (1070 à 1090 nm) avec 44 m

Avec 12 m, nous retrouvons pratiquement des résultats déjà obtenus [87].

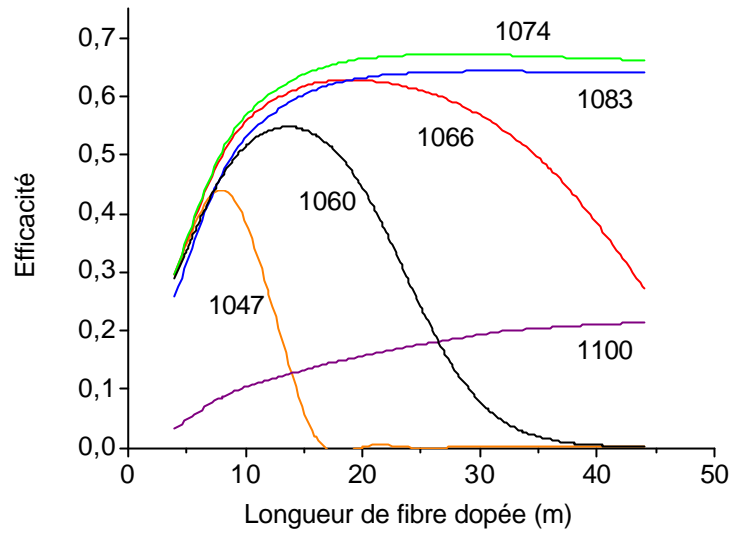


Figure III-31 : Efficacité de signaux de 1025 à 1072 nm en fonction de la longueur de fibre. Pompage à 977 nm co-propagatif avec un signal d'entrée de 1 mW.

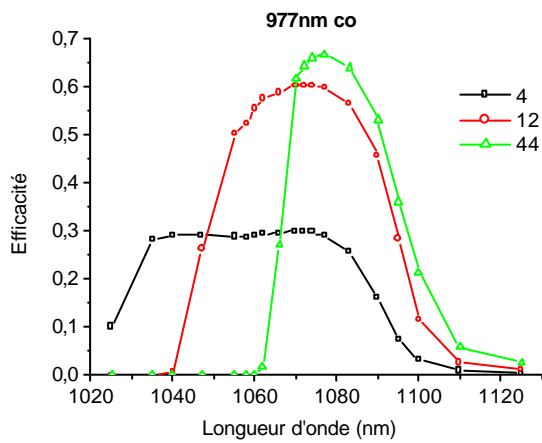


Figure III-32 : Spectre d'efficacité du signal, pour des longueurs de fibre de 4, 12 et 44 m.

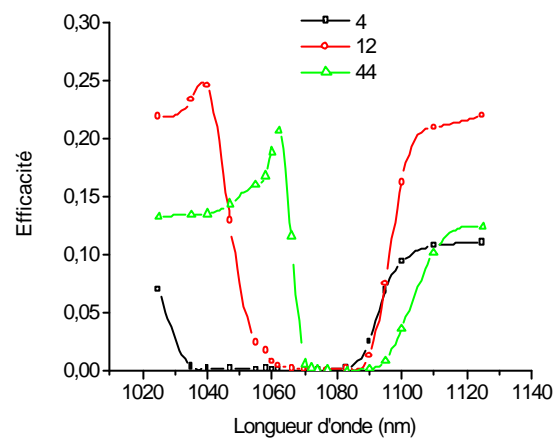


Figure III-33 : Spectre d'efficacité de l'ESA, pour des longueurs de fibre de 4, 12 et 44 m.

III-6-3 Effet du sens de pompage

Le pompage contra-propagatif accentue la réabsorption du signal. C'est-à-dire que la longueur optimale de fibre diminue d'autant plus que la longueur d'onde est courte. L'efficacité est sensiblement la même qu'en co (Figure III-34).

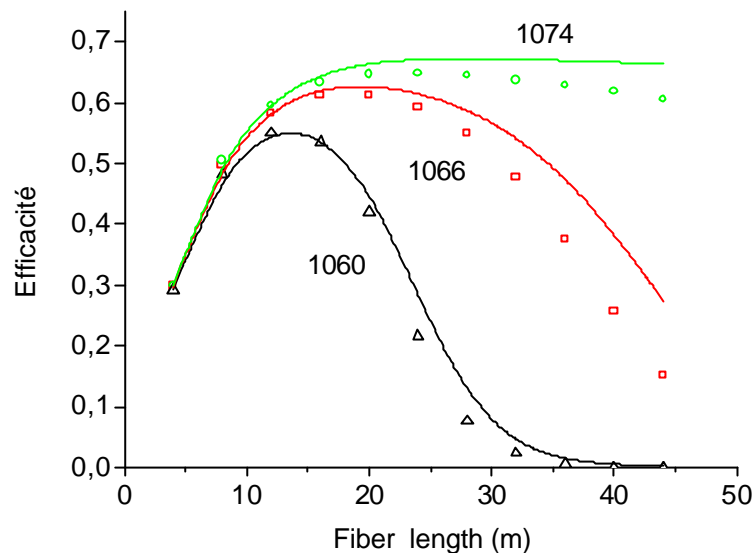


Figure III-34 : Efficacité de signaux à 1060, 1066 et 1074 nm en fonction de la longueur de fibre, pour les configurations co (Traits continus) et contra-propagative (Symboles). Puissance de pompe de 2 W et rendement de couplage de 90 %.

III-6-4 Effet de la puissance d'entrée

La figure III-35 montre bien que, plus la puissance du signal d'entrée est importante, plus la puissance extraite est importante. La puissance de saturation étant inversement proportionnelle à la section efficace d'absorption, il est évident qu'à grande longueur d'onde, celle-ci augmente considérablement.

Nous avons observé au III-3-3 une augmentation de l'efficacité à 1083 nm alors qu'elle est sensiblement la même dans le cas précédent. En fait, la meilleure extraction de puissance observée en contra a lieu lorsque la puissance d'entrée est supérieure à la puissance de saturation du signal. Ainsi, à 1083 nm si le signal est inférieur à 1 mW, l'extraction est meilleure en co qu'en contra. En revanche si elle est supérieure à 1 mW, l'extraction est meilleure en contra qu'en co !

Dans le cas où la puissance d'entrée est inférieure à la puissance de saturation, une grande partie d'ESA sera générée.

C'est la puissance à 1083 nm qui sature le plus rapidement. En saturant complètement le milieu, les efficacités obtenues à 1083 nm sont de 72 % en pompage contra. Si on considère un rendement de couplage de 90 %, le rendement électro-optique s'élève à 39 %. C'est ce qui a déjà été observé expérimentalement [137].

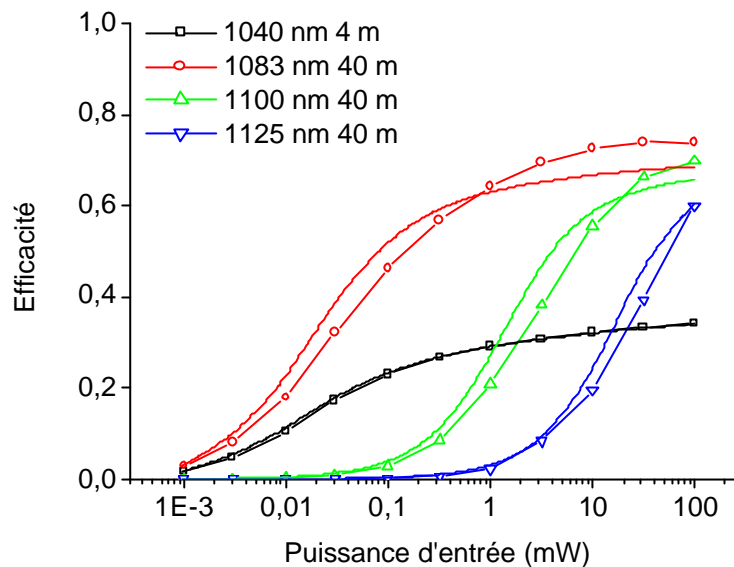


Figure III-35 : Efficacité du signal en fonction de la puissance d'entrée à 1040, 1083, 1100 et 1125 nm, pour les configurations co (Traits continus) et contra-propagative (Symboles) à 977 nm. Puissance de pompe de 2 W et rendement de couplage de 90 %.

III-6-5 Effet de la longueur d'onde de pompe

Le pompage s'effectue, cette fois, à 920 nm en co-propagatif. La puissance de pompe est de 2 W et le rendement de couplage de 90 %. La puissance incidente est toujours de 1 mW (Figure III-36, III-37 et III-38).

Le pompage à 920 nm accroît la longueur optimale de fibre vis-à-vis du pompage à 977 nm. Elle passe de 32 m à 50 m à 1083 nm. Le comportement général est identique au pompage à 977 nm (fonctionnement en 3 ou 4 niveaux).

La bande spectrale d'amplification est moins large qu'à 977 nm et la platitude à 1 dB est moins bonne. Elle est d'environ 35 nm (1055 à 1090 nm) avec 11 m de fibre et de 30 nm (1070 à 1097 nm) avec 50 m de fibre. Les bandes spectrales sont légèrement décalées vers les grandes longueurs d'onde. L'amplification jusqu'à 1100 nm est possible sans générer trop d'ESA. Les longueurs d'ondes inférieures à 1055 nm sont, en revanche, moins efficaces. Le rapport du signal à l'ESA est légèrement supérieur par rapport au pompage à 977 nm.

L'efficacité est fortement réduite. On passe d'un maximum à 67 % à 977 nm à 45 % à 920 nm. La première raison vient du rendement quantique. Le passage de 977 à 920 nm réduit le rendement de 6 %. D'autre part, les fibres étant plus longues, les pertes passives dans la gaine comme dans le cœur vont réduire l'efficacité. Enfin, l'inversion de population créée par la pompe est inférieure à 920 nm qu'à 977 nm. C'est la raison majeure conduisant à une réduction de l'efficacité. La figure III-39 montre que l'inversion de population est de 0,1 % près de la pompe pour décroître rapidement à 0,01 %.

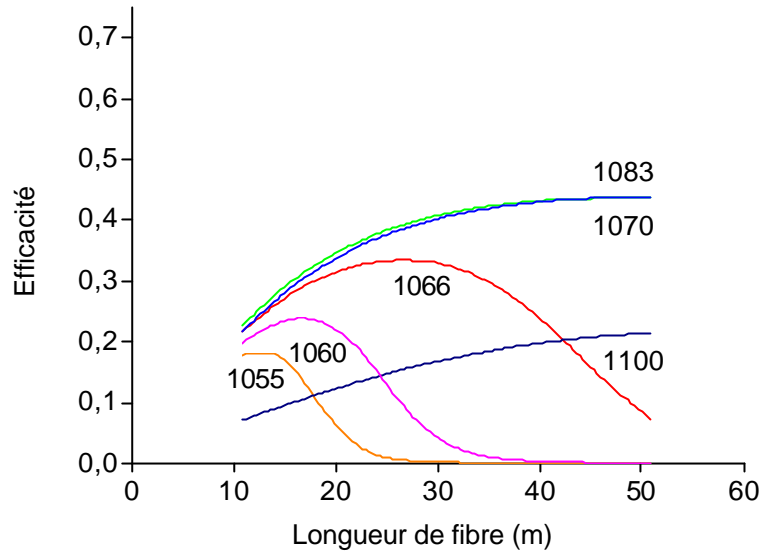


Figure III-36 : Efficacité du signal en fonction de la longueur de fibre.
Longueurs d'onde de 1055 à 1100 nm.

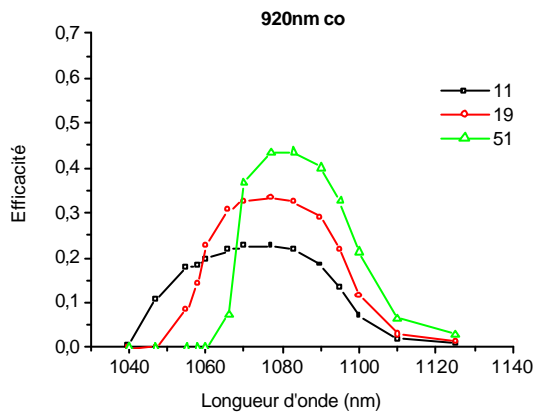


Figure III-37 : Efficacité en fonction de la longueur d'onde,
pour des longueurs de fibre de 11, 19 et 51 m.

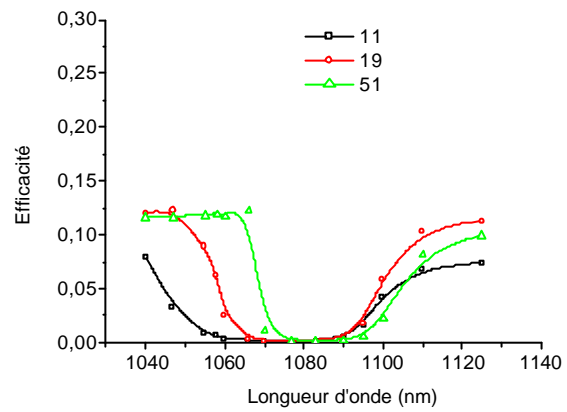


Figure III-38 : Efficacité d'ESA en fonction de la
longueur d'onde pour des longueurs de fibre de 11, 19 et 51 m.

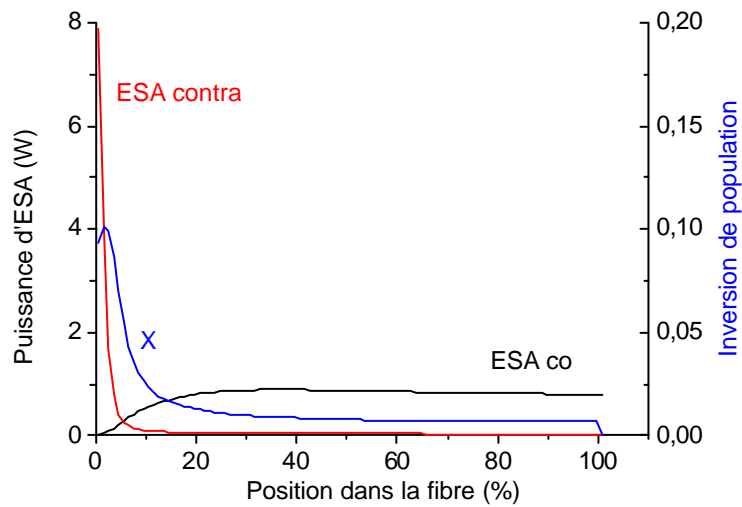


Figure III-39 : Evolution de la puissance d'ESA aller et retour, et de l'inversion de population dans la fibre dopée.
Amplificateur pompée avec 2 W à 920 nm en configuration co avec 50 m de fibre et 1 mW à l'entrée.

Puissance incidente saturante :

Nous sommes toujours dans le cas du pompage co-propagatif à 920 nm. Les longueurs de fibre sont optimisées pour chaque longueur d'onde.

On voit bien l'effet de saturation du signal d'entrée permettant d'extraire davantage de puissance du milieu (Figure III-40). La puissance de saturation étant inversement proportionnelle à la section efficace d'absorption, il est évident qu'à grande longueur d'onde, celle-ci diminue considérablement. C'est la longueur d'onde à 1080 nm qui saturate le plus rapidement l'amplificateur comme dans le cas du pompage à 977 nm.

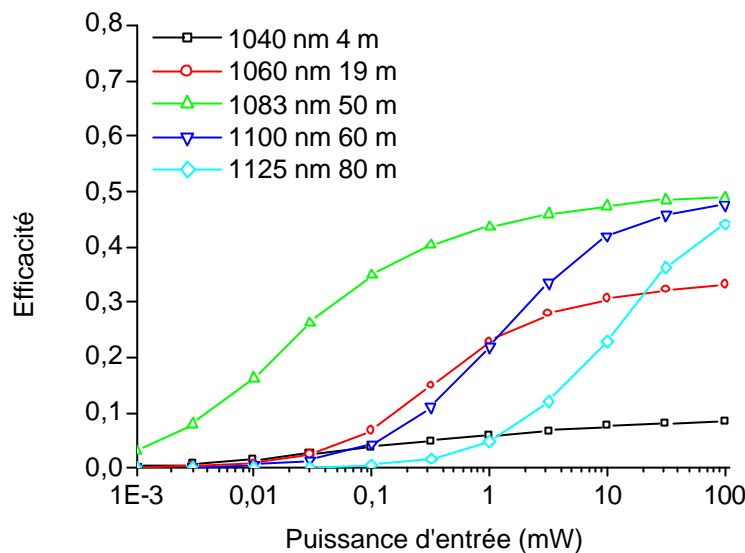


Figure III-40 : Efficacité du signal en fonction de la puissance d'entrée ,
pour 1040, 1060, 1083, 1100 et 1125 nm et un pompage en co-propagatif à 920 nm.
Puissance de pompe de 2 W et rendement de couplage de 90 %.

III-6-6 Effet de la puissance d'entrée sur la bande spectrale d'amplification

Nous allons observer l'influence de la puissance d'entrée sur la bande spectrale d'amplification. L'amplificateur est dans la configuration de pompage co- et contra-propagative simultanée. La puissance délivrée par chacune des diodes lasers est de 1 W et le rendement de couplage est de 90 %.

Pour les grandes longueurs de fibre (44 et 51 m)

Avec un signal de 1 mW, les longueurs d'onde inférieures à 1060 nm sont totalement impossibles à amplifier. Un coude existe à environ 1105 nm après lequel l'amplification est très faible et ne décroît que très lentement avec la longueur d'onde. La bande d'amplification à -3 dB fait environ 35 nm (1065 nm à 1100 nm). Cette bande d'amplification se trouverait réduite encore davantage (du côté des grandes longueurs d'onde) pour des puissances d'entrée plus faibles encore.

Avec un signal d'entrée de 100 mW, on augmente considérablement la bande utile d'amplification. Nous avons vu précédemment que les puissances de saturation des longueurs d'onde de signaux supérieures à 1090 nm sont d'environ 100 mW. C'est la puissance nécessaire pour extraire le maximum de puissance de l'amplificateur. On obtient plus de 60 % d'efficacité entre 1065 nm et 1140 nm soit une bande de 75 nm !

Pour une pompe à 920 nm, on retrouve le même comportement mais avec une efficacité moindre.

Pour les courtes longueurs de fibre (4 et 11 m)

Avec un signal de 1 mW, les longueurs d'onde supérieures à 1090 nm sont difficiles à amplifier. La bande d'amplification à -3 dB fait environ 60 nm (1030 nm à 1090 nm). Elle ne commence qu'à 1050 nm pour un pompage à 920 nm.

Avec un signal de 100 mW, on augmente encore considérablement la bande utile d'amplification. On obtient plus de 30 % d'efficacité entre 1025 nm et 1120 nm soit plus de 95 nm. Le pompage à 920 nm réduit à nouveau l'efficacité.

Les rendements électro-optiques

En considérant toujours 60 % de rendement électro-optique des diodes laser, on peut calculer le rendement électro-optique total au maximum d'efficacité (à 1080 nm). On fera le calcul en considérant un pompage à 977 nm. Nous obtenons :

- avec 1 mW 34 %
- avec 100 mW 38 %

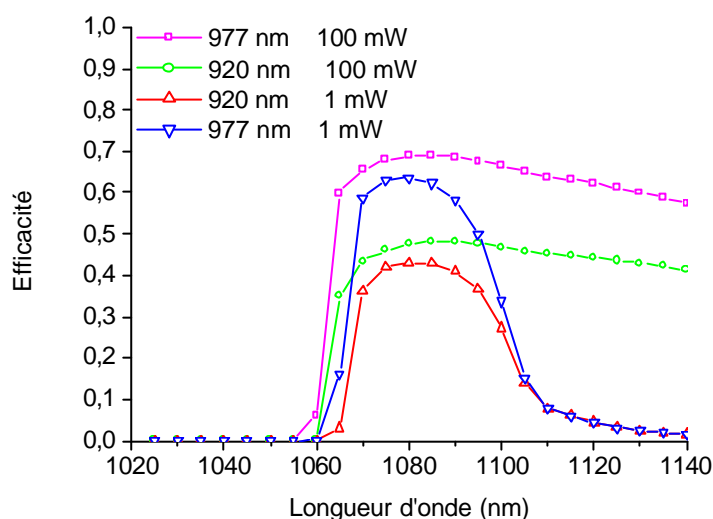


Figure III-41 : Influence de la puissance d'entrée sur la puissance extraite sur le spectre d'amplification de l'Ytterbium.
Pompage co et contra (Fibre longue 44 à 51 m)

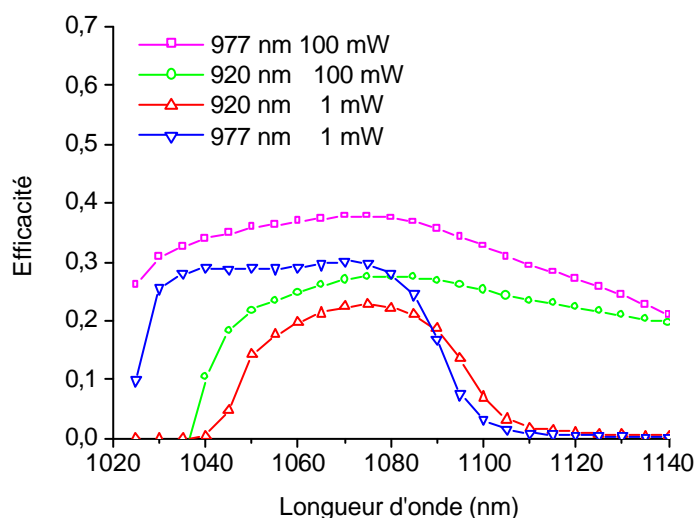


Figure III-42 : Influence de la puissance d'entrée sur la puissance extraite sur le spectre d'amplification de l'Ytterbium.
Pompage co et contra (Fibre courte 4 à 11 m)

III-6-7 Effet de la puissance d'entrée sur le spectre

Nous observons l'effet de la puissance du signal d'entrée sur le spectre obtenu en sortie d'amplificateur. Celui-ci sera dans la configuration de pompage co et contra-propagative simultanée avec 24 m de fibre. La puissance délivrée par chacune des diodes lasers est de 1 W et le rendement de couplage est de 90 %. Deux longueurs d'onde de signal sont analysées (1055 et 1100 nm).

La saturation par le signal vient effondrer la puissance contenue dans l'ESA. La puissance contenue dans le signal passe de 4 % à 89 % à 1047 nm et de 40 % à 100 % à 1083 nm. L'efficacité du signal augmente alors considérablement.

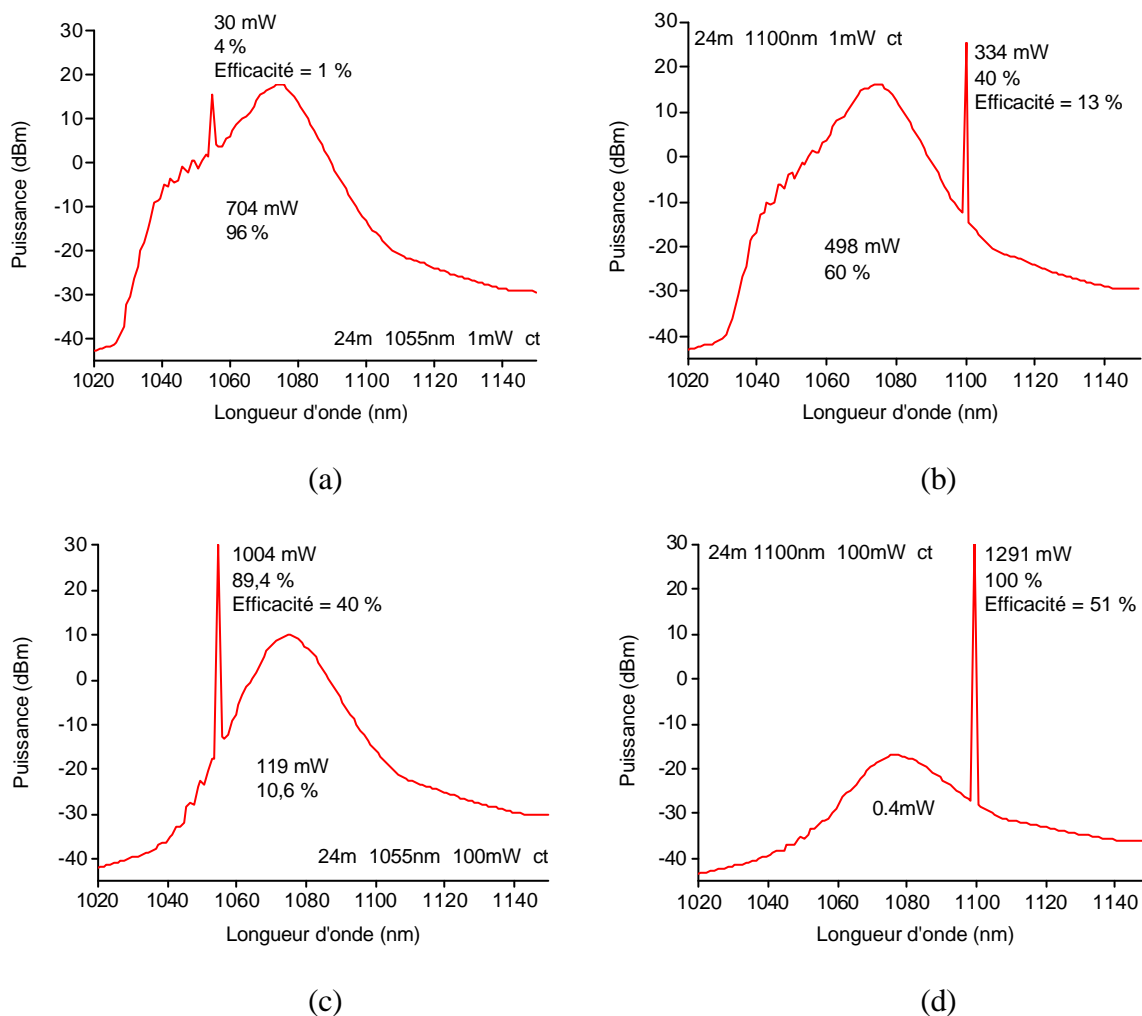


Figure III-43 : Influence de la puissance d'entrée sur le spectre de sortie pour des signaux à 1055 nm (A gauche) et 1100 nm (A droite).

(a) et (b) $P_e = 1$ mW

(c) et (d) $P_e = 100$ mW

Pompage contra-propagatif à 977 nm, 2 W de pompe et 90 % de rendement de couplage.

III – 7 Influence des paramètres intrinsèques de la fibre

III-7-1 Présentation :

Nous allons, à présent, analyser le fonctionnement de l'amplificateur en faisant varier certains paramètres intrinsèques à la fibre. Ces résultats proviennent toujours du modèle numérique développé. Deux longueurs d'onde de signal sont analysées (1047 et 1083 nm). Le pompage s'effectuera à 977 nm en contra-propagatif. La puissance délivrée par la diode est de 5 W et le rendement de couplage de 90 %. La puissance du signal incident est de 1 mW.

Les paramètres de réglage seront :

La surface de la gaine :

$$A_g = 3.46 \cdot 10^{-8} * F_g \quad m^{-2}$$

La surface du cœur :

$$A_c = 2.83 \cdot 10^{-11} * F_c \quad m^{-2}$$

La densité d'ions :

$$n_o = 6.9 \cdot 10^{25} * F_d \quad m^{-3}$$

Les pertes passives dans le cœur :

$$\alpha_{pp} = 6 * F_p \quad dB/m$$

III-7-2 Signal à 1047 nm

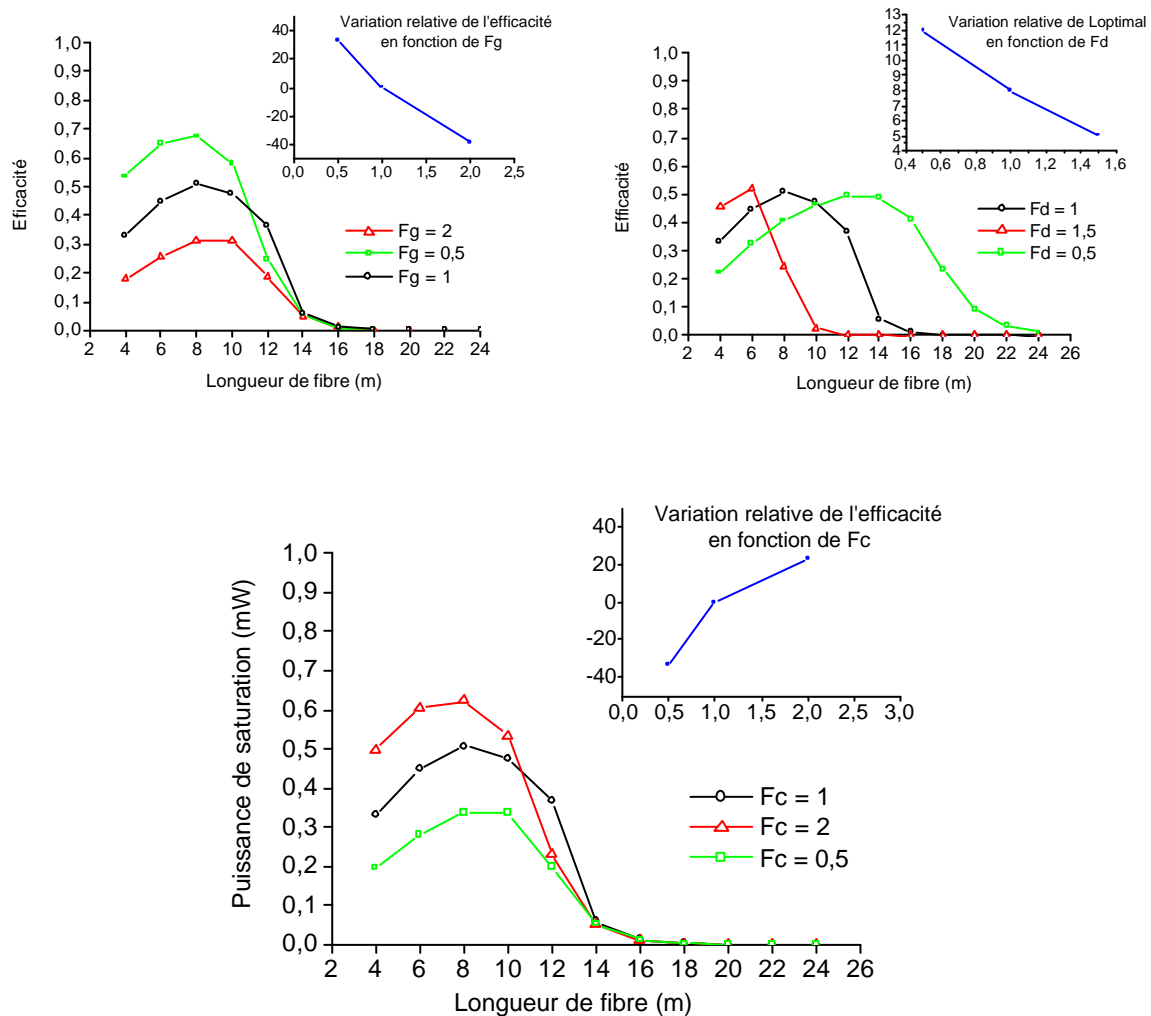


Figure III-44 : Influence de la surface du cœur, de la surface de la gaine, et de la densité d'ions dopants pour un signal à 1047 nm.

Discussion :

A 1047 nm, et globalement pour les longueurs d'onde courtes (> 1075 nm), l'influence de la surface de gaine est importante. Nous avons 30 % d'augmentation de puissance quand celle-ci est divisée par deux. Bien entendu, le principe du pompage par la gaine repose sur un bon couplage spatial de la diode laser avec la fibre, et il est difficile de trop réduire le diamètre de gaine. Pour être exhaustif, il faudrait aussi considérer la variation du rendement de couplage avec le diamètre de gaine. Cependant, d'autres résultats expérimentaux nous ont montré que le rendement de couplage d'une diode (du même type que celles utilisées) dans une fibre de $130\text{ }\mu\text{m}$ ($F_g = 0,4$) ne réduit pas le rendement de couplage de plus de 10 %.

A puissance de pompe identique, la quantité de dopants dans la fibre modifie la longueur optimale de fibre sans altérer la puissance extraite. C'est, en fait, la quantité totale de dopants dans la fibre qui est importante, et donc, le produit de la densité par la longueur de fibre.

L'augmentation de la surface du cœur a un effet similaire à la diminution du diamètre de gaine. Cela va cependant augmenter les puissances de saturation (puisqu'elles dépendent du carré du diamètre). Aussi, pour une même puissance d'entrée, l'efficacité aux grandes longueurs d'onde diminuera. On remarque aussi, que la longueur optimale diminue légèrement.

III-7-3 Signal à 1083 nm

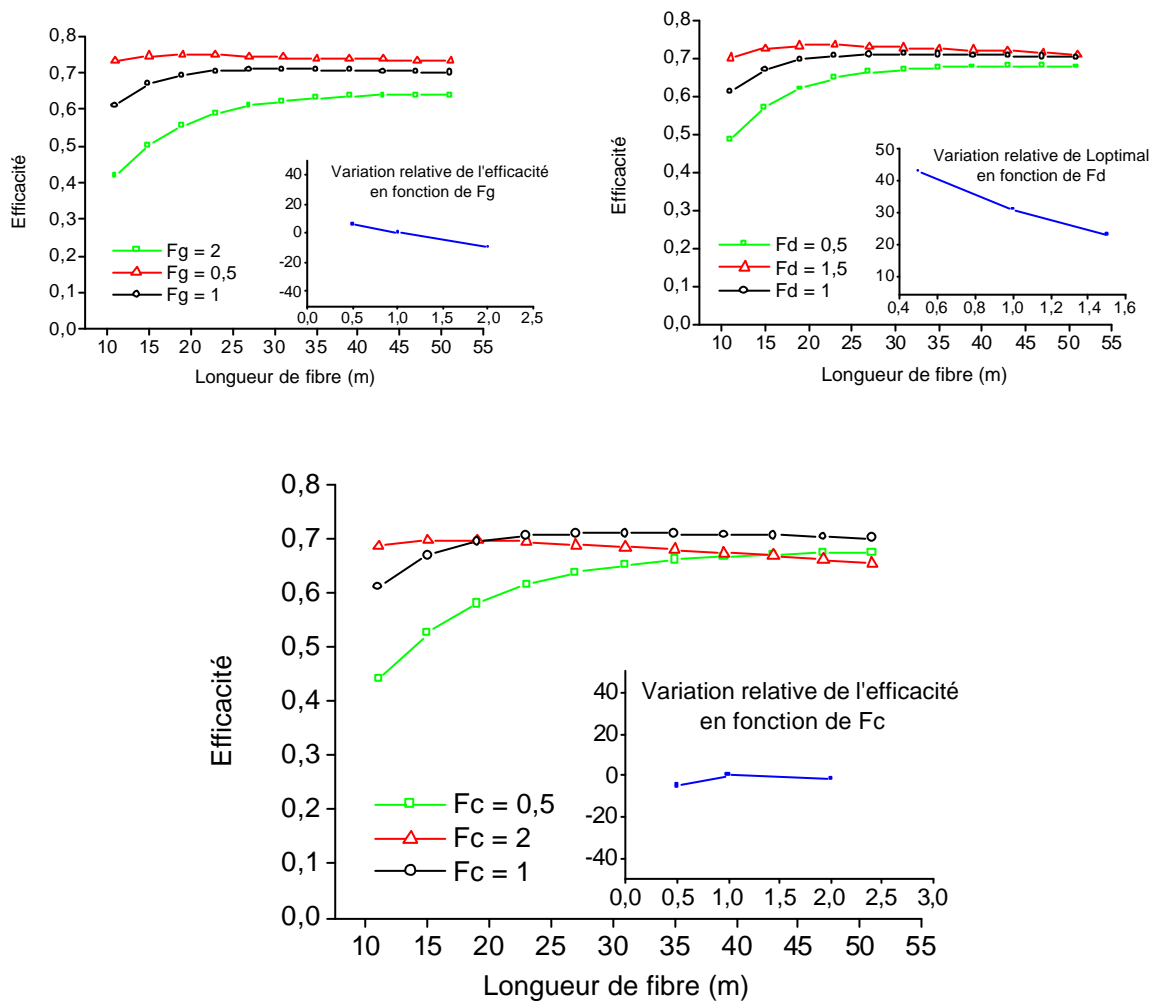


Figure III-45 : Influence de la surface du cœur, de la surface de la gaine, et de la densité d'ions dopants pour un signal à 1083 nm.

Discussion :

A 1083 nm, on retrouve les mêmes phénomènes mais avec une moins grande amplitude de variation car l'extraction de puissance est très bonne à cette longueur d'onde.

La variation de la surface du cœur, fait apparaître une décroissance de l'efficacité avec la longueur de fibre. Les longueurs optimales se trouvent réduite davantage à 1083 nm qu'à 1047 nm. Elles passent de 50 m quand la surface du cœur est divisée par deux, à 15 m quand cette surface est multipliée par deux.

III-7-4 Influence des pertes passives du cœur de la fibre

Cette fois, nous faisons varier les pertes passives du cœur de la fibre. L'amplificateur est pompé contra-propagativement. La longueur d'onde du signal est, cette fois, de 1066 nm et de 1090 nm. La puissance délivrée par la diode est de 5 W et le rendement de couplage est de 90 %. La puissance du signal incident est de 1 mW. Nous analyserons le fonctionnement pour une longueur d'onde de pompe de 977 et 920 nm.

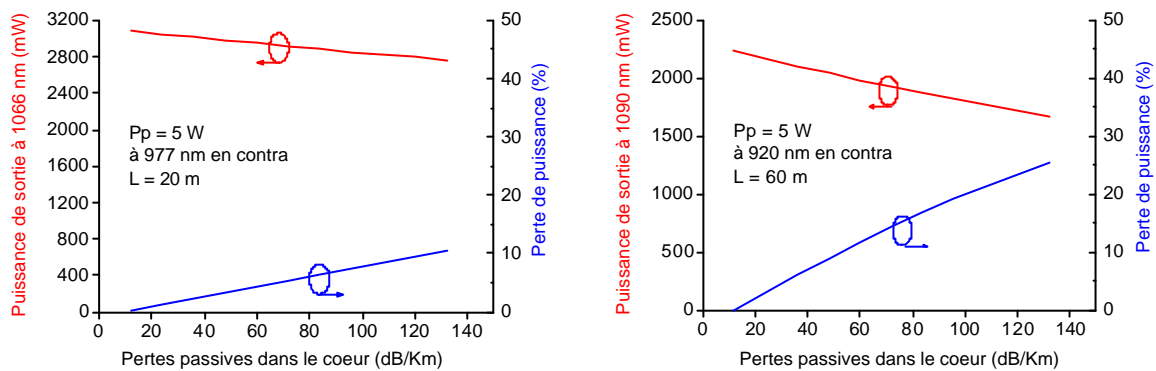


Figure III-46 : Influence des pertes passives sur la puissance extraite dans deux configurations différentes.

Discussion:

Les pertes passives ont, évidemment, un effet d'autant plus significatif que les longueurs de fibres sont importantes. Aussi, le pompage à 920 nm n'est pas recommandé dans le cas de fortes pertes.

Nous avons 10 % de pertes de signal pour 130 dB/Km pour un pompage à 977 nm tandis que ce seuil diminue à 50 dB/km pour un pompage à 920 nm.

D'autre part, nous avons vu que le seuil Brillouin est d'autant plus faible que les pertes passives sont faibles. Ce paramètre peut donc avoir des effets importants, et il doit être mesuré avec précision.

III-7-5 Evolution de la puissance extraite avec la puissance de pompe

Enfin, nous faisons varier la puissance de pompe et mesurons la puissance de signal extraite. L'amplificateur est pompé à 977 nm contra-propagativement. La longueur d'onde du signal est, cette fois, de 1047 nm, et sa puissance de 1 mW. La puissance maximale délivrée par la diode est de 5 W et le rendement de couplage est de 90 %. Nous analyserons ce comportement pour différentes longueurs de fibre (de 4 à 12 m).

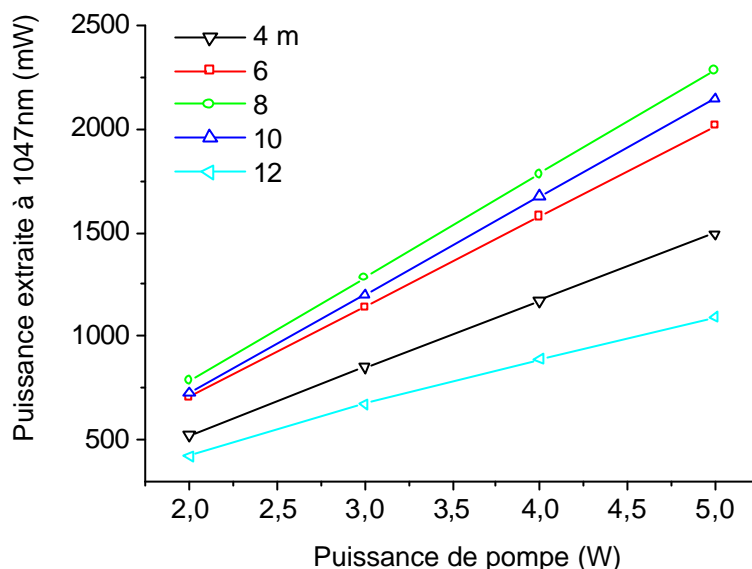


Figure III-47: Influence de la puissance de pompe sur la puissance extraite, pour différentes longueurs de fibre utilisées.

Discussion:

L'augmentation de la puissance de pompe augmente la puissance de signal extraite de façon linéaire. De plus, la longueur optimale ne change pas (elle est de 8 m ici).

Quand la fibre est trop longue, l'effet devient sub-linéaire, car la ré-absorption du signal entraîne une croissance non-linéaire de l'ESA co-propagative.

III – 8 Analyse d'amplificateurs particuliers

III-8-1 Amplification d'un signal au delà de 1100 nm

Dans le cas où la longueur d'onde du signal excède les 1100 nm, le modèle ne peut être correct que si les sections efficaces sont connues avec précision. Les mesures présentées dans le chapitre 1 montrent que les incertitudes peuvent être importantes du au bruit de la source et aux seuils de détection de l'analyseur de spectre optique. De ce fait, une confirmation du modèle avec des mesures expérimentales s'avère nécessaire, et nous les comparons ici. Nous avons injecté un signal à 1120 nm dans notre amplificateur en pompage co-propagatif (Figures III-48 et III-49).

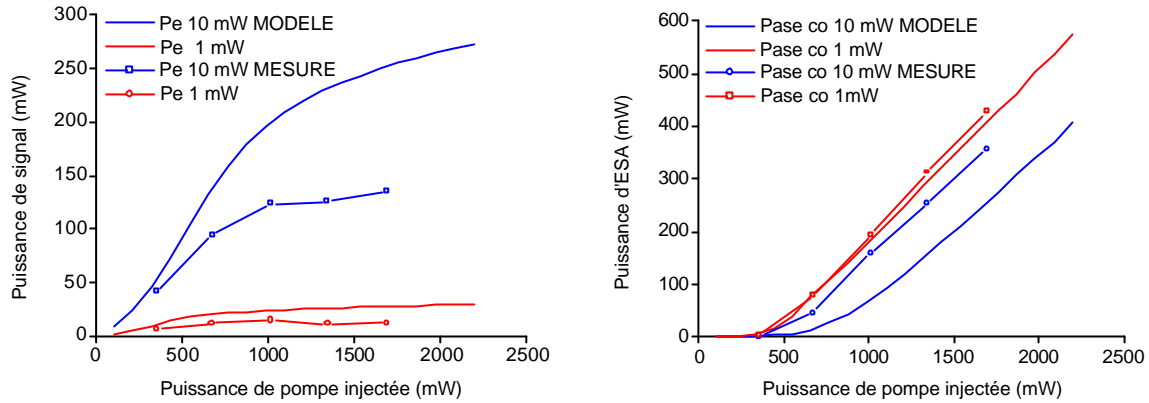


Figure III-48: Comparaison entre le modèle et les mesures : Puissance du signal et d'ESA pour deux puissances d'entrée (1 et 10 mW).

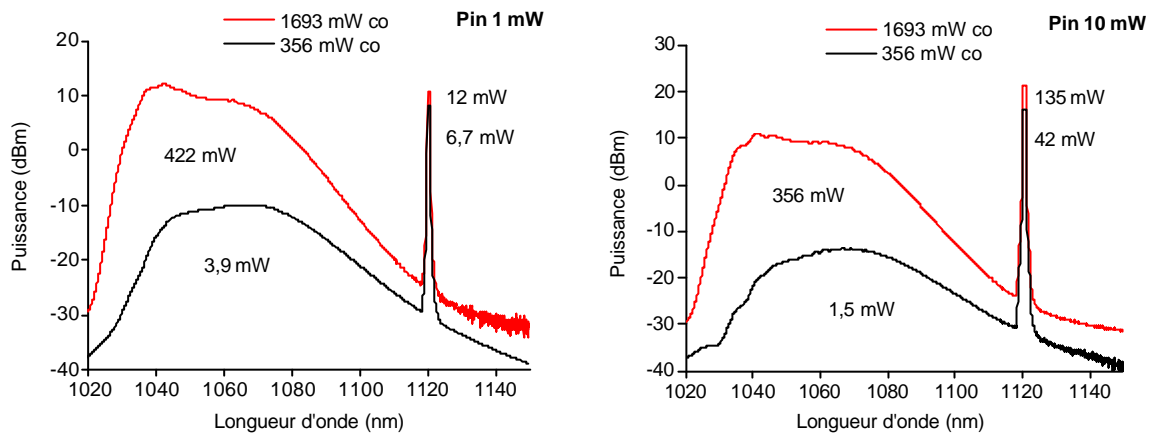


Figure III-49: Spectres mesurés pour deux puissances d'entrée (1 et 10 mW), et deux puissances de pompe injectées (1693 mW et 356 mW) (Rés 0,075 nm).

Discussion :

Les écarts entre le modèle et les résultats expérimentaux sont assez importants. Cela montre que des mesures précises d'absorption et d'émission dans ces plages de longueurs d'onde sont absolument nécessaires. Il serait judicieux de les mesurer avec un monochromateur et d'effectuer une détection synchrone. Les moyens présents ne nous ont pas permis d'effectuer cette expérience. Sans remettre en doute le modèle de Mc Cumber d'estimation des sections efficaces d'absorption, on peut dire qu'il est très dépendant des sections efficaces d'émission mesurées. Cependant, il est aussi possible d'ajuster les sections efficaces du modèle pour retrouver les résultats expérimentaux.

Les ondulations dans les spectres mesurés proviennent de l'atténuateur utilisé.

On voit que l'amplification dans cette bande (supérieure à 1100 nm) est très difficile. Nous avons vu que cela vient principalement de l'insuffisance de la puissance d'entrée par rapport à la puissance de saturation à cette longueur d'onde. Un des moyens d'y remédier est d'amplifier modérément le signal à une valeur raisonnable, puis de le ré-amplifier pour atteindre la puissance désirée. Cela conduit donc à l'utilisation de structures à double étage.

III-8-2 Amplificateur double étage

Présentation :

L'utilisation de deux étages d'amplification permet deux améliorations importantes (Figure III-50). D'une part, cela protège efficacement l'amplificateur contre les contre-réactions optiques par l'introduction d'un isolateur inter-étage. D'autre part, l'obtention de puissances de sortie du premier étage supérieures aux puissances de saturation pour les signaux au delà de 1100 nm.

Les contre-réaction optiques :

Tout signal ré-injecté dans l'amplificateur est susceptible d'entraîner des effets laser, puisqu'une cavité résonnante existe alors. Ces effets laser peuvent modifier le mode de fonctionnement de l'amplificateur. Des instabilités temporelles du signal peuvent entraîner l'apparition de pics d'intensité extrêmement grands et l'apparition d'effets non-linéaires indésirables (Brillouin, Raman, Auto-modulation de phase ...). Nous reviendrons sur certains de ces effets dans le chapitre suivant. Le risque, ici, est d'endommager certains composants passifs ou actifs et de rendre instable le laser émetteur lui-même qui est très sensible aux contre-réactions optiques. D'autre part, les seuils critiques de certains isolateurs sont relativement bas (25 W/cm^2 en continu).

Si l'amplificateur est fortement saturé, le gain longitudinal est moindre, et le seuil d'apparition d'effets laser indésirables est augmenté. L'emploi d'un pré-amplificateur permet d'augmenter la puissance d'entrée du second étage et donc de mieux saturer l'amplificateur de puissance.

Evidemment, l'utilisation d'isolateurs en sortie d'amplificateur permet de s'affranchir en partie de ces contre-réactions optiques. Cependant, les composants à $1 \mu\text{m}$ disponibles sur le marché n'ont pas atteint les performances des composants à $1,5 \mu\text{m}$. Les pertes sont généralement élevées (1,5 à 2,5 dB) et l'isolation faible (25 à 30 dB).

P signal (mW)	Réflexion (dB)	Réflexion (%)	P extraite (mW)	Variation de Ps (%)
1	-65 (APC)	0,0000003	810	
	-55 (UPC)	0,000003	768	- 5
	-45 (SPC)	0,00003	748	- 8
	-35 (PC**)	0,0003	605	- 25
	-25	0,003	350	- 57
	-15 (PC*)	0,03	Diverge	
100	-65	0,0000003	1204	
	-55	0,000003	1204	0
	-45	0,00003	1203	0
	-35	0,0003	1199	- 0.5
	-25	0,003	1163	- 3
	-15	0,03	930	- 22

* Non connectorisé

** Connectorisé

Tableau III-1 : Effet d'une réflexion faible à l'extrémité d'un amplificateur de 2 W de puissance de saturation.
(APC Angled Polished, UPC Ultra Polished, SPC Super Polished, PC Polished Connector)

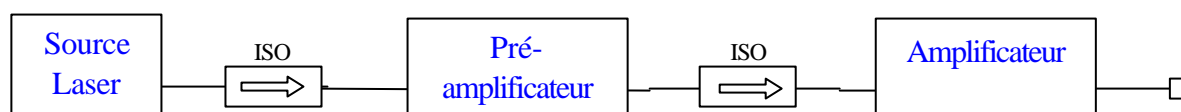


Figure III-50 Schéma de principe.

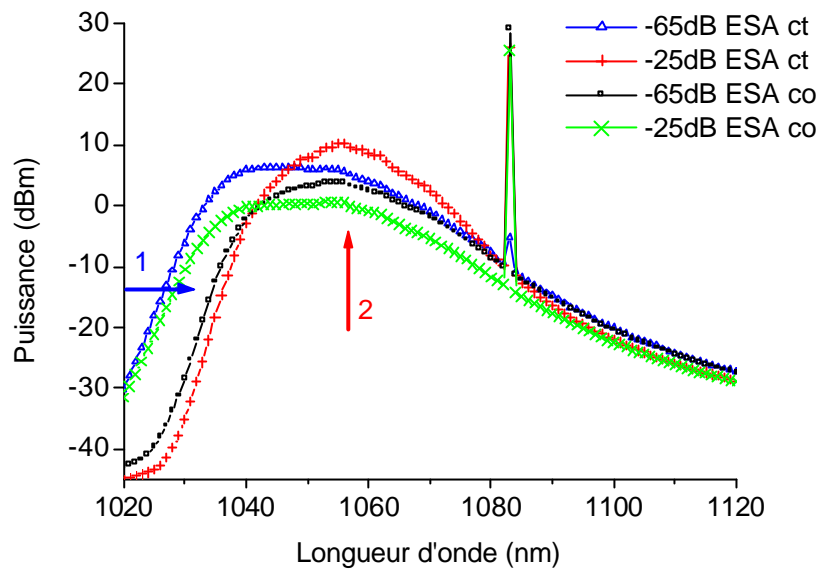


Figure III-51: Spectre de co et ct pour un taux de réflexion de -25 et de -65 dB.

Le modèle donne qualitativement des renseignements sur le risque d'instabilité (Tableau III-1). Il montre que les contre-réactions sont effectivement plus importantes avec une faible puissance d'entrée d'amplificateur. Il montre aussi, qu'un des risques est de faire laser à d'autres longueurs d'ondes que celle du signal, et donc d'amener une compétition de gain entre les modes. On voit clairement que le système est d'autant plus sensible que la puissance d'entrée est petite.

L'augmentation des réflexions déforme le spectre d'ESA (Figure III-51). On constate moins d'ESA aux longueurs d'onde courtes (en 1) et plus, vers 1055 nm (en 2). La puissance réfléchie étant d'autant plus importante que la puissance d'ESA l'est aussi, il est normal que les longueurs d'onde pour lesquelles l'ESA est importante soient amplifiées au détriment des bandes spectrales latérales.

Amplification de signaux au-delà de 1100 nm :

Introduction d'un filtre réjecteur d'ESA :

Nous avons vu que pour amplifier des signaux au-delà de 1100 nm avec un bon rendement, il est nécessaire d'avoir une puissance d'entrée importante (c'est-à-dire supérieure à 100 mW).

Si la puissance du signal injecté dans l'amplificateur est inférieure à celle-ci, la puissance d'ESA devient prépondérante comparée à celle du signal amplifié ce qui réduit fortement l'efficacité sur le signal (Figure III-52).

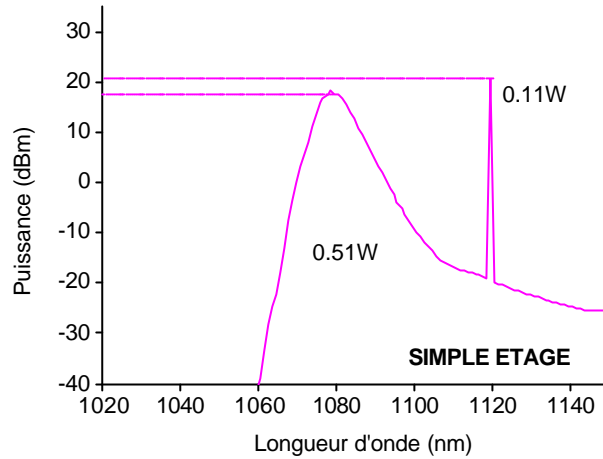


Figure III-52: Spectre en sortie d'amplificateur.
(1 mw à 1120 nm, 60 m de fibre pompées avec 4 W à 920 nm en configuration co) (Rés 1 nm)

Deux moyens permettraient d'accroître le rendement global du système et d'éliminer l'ESA:

Préamplificateur + Filtre + Amplificateur de puissance :

L'utilisation de deux étages d'amplification permet l'introduction d'un filtre passe-bande éliminant l'ESA aux courtes longueurs d'onde (Figure III-53). Celui-ci doit cependant supporter de fortes puissances. L'amplificateur est en configuration co-propagative afin de diminuer la partie d'ESA émise.

Le rendement global du système est faible puisqu'une grande partie de la puissance est, malgré tout, convertie en ESA.

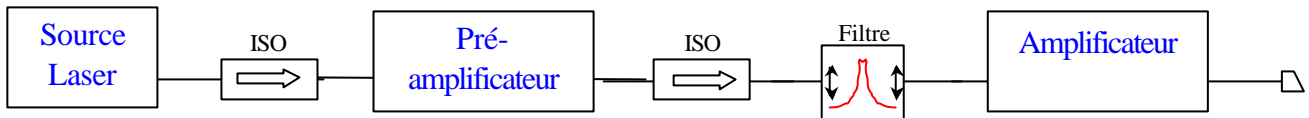
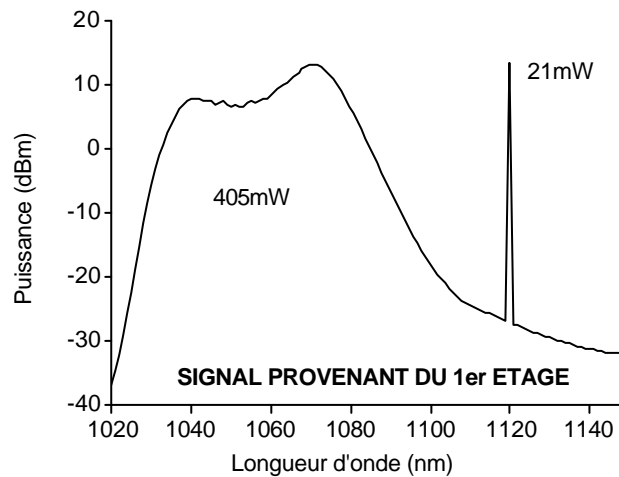


Figure III-53 : Schéma de principe.



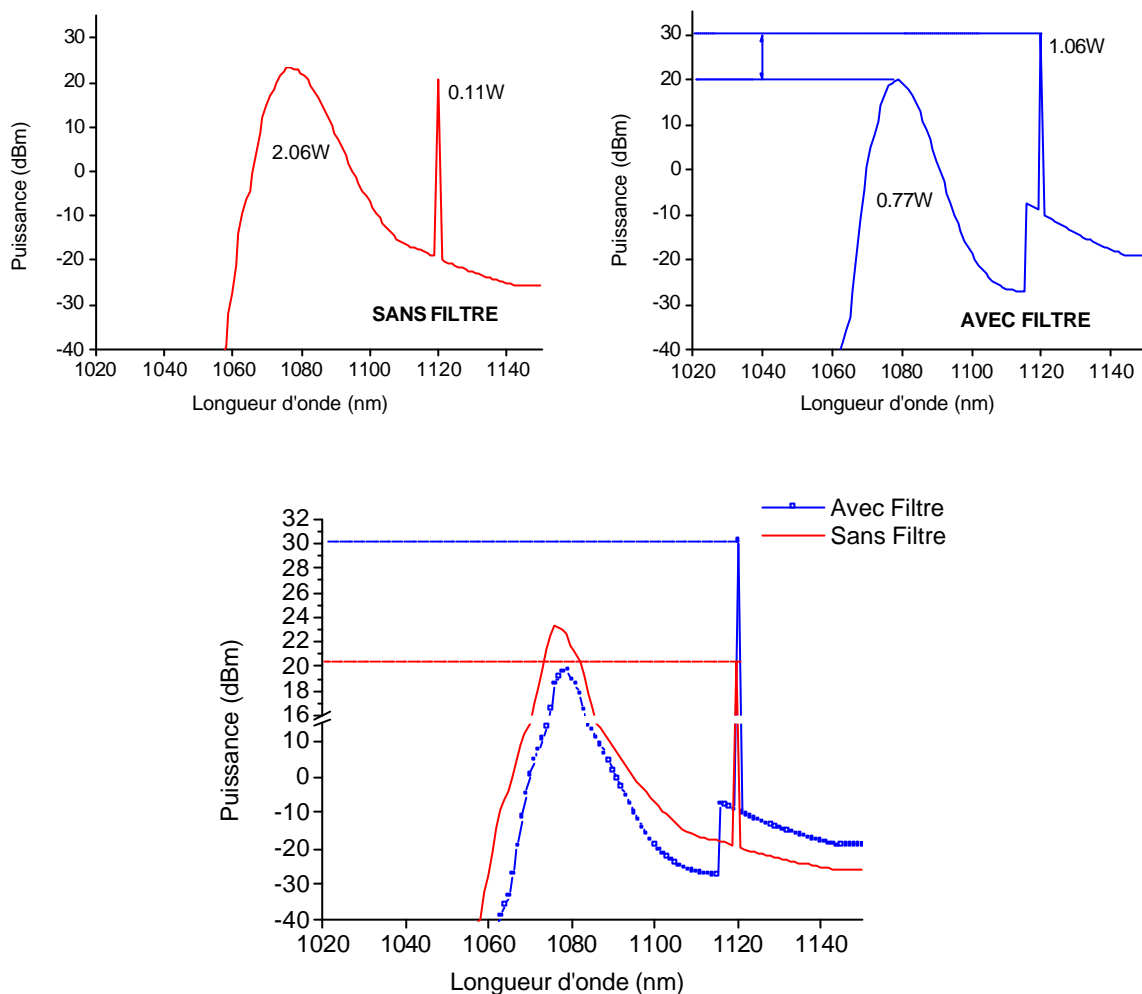


Figure III-54 : Spectres de sortie donnés par le modèle (Rés 1nm).
Les puissance dans le pic et dans l'ESA sont indiquées.

Structure	Efficacité du signal (%)	Efficacité totale (%)
1 seul étage	2,7	15,5
2 étages sans filtre	1,8	16,7
2 étages avec filtre	26,5	30,5

Tableau III-2 : Comparaison de l'efficacité du signal et de l'efficacité totale pour les trois structures modélisées

Le pré-amplificateur est constitué, ici, de 8 m de fibre pompées avec 2 W à 977 nm en contra-propagatif. Le signal délivré est constitué principalement d'ESA (405 mW). Le second étage est constitué de 40 m de fibre pompées avec 4 W à 920 nm en co-propagatif. Sans filtre, l'ESA va être fortement amplifiée par le second étage et conduit à un rapport de puissance entre le signal et l'ESA de 2,06/0,11 (Figure III-54).

Le filtre passe-haut inter-étage a des pertes de 1 dB et une isolation de 30 dB. Avec ce filtre, le rapport de puissance passe à 0,77/1,06. Il y a donc une meilleure extraction de puissance sur le signal. Les efficacités restent faibles (Tableau III-2), mais il est ainsi possible d'atteindre des puissances relativement importantes (1 ou 2 W) avec un bon rapport Signal / ESA.

Préamplificateur + Filtre dans la double gaine + Amplificateur de puissance :

L'introduction d'un filtre simple gaine entraîne des pertes importantes et une plus grande complexité du système. De plus, le filtrage n'est pas optimisé puisqu'il a lieu lorsque la puissance d'ESA est maximale. Un moyen plus efficace serait de positionner le filtre à l'endroit où l'émission spontanée est amplifiée. Pour cela, il faut placer le filtre dans la fibre dopée tout en laissant se propager la pompe (Figure III-55).

Techniquement, ces filtres peuvent être en espace libre ou inscrits dans la fibre.

Les filtres en espace libre sont constitués de deux collimateurs (avec lentilles ou SELFOC) et d'un filtre dichroïque ou interférentiel.

Les filtres inscrits dans la fibre sont, en fait, des réseaux de Bragg photo-inscrit. Le signal non transmis est ré-injecté soit dans la gaine (on parle alors de réseaux blazés), ou réfléchi dans le cœur. Cette technique est très bien maîtrisée actuellement dans les fibres simple gaine [169]. Il est nécessaire d'avoir un co-dopage important en Germanium, pour augmenter l'effet photo-réfractif. La photo-inscription dans les fibres double gaine n'a pas été beaucoup étudiée si l'on s'en tient à la littérature. Cependant, l'objectif étant ici de photo-inscrire dans le cœur, il est techniquement possible de le faire. La photo-inscription dans les fibres multimodes est possible également [131, 132]. On peut alors imaginer d'utiliser une courte section de fibre monomode ayant un diamètre de gaine proche du diamètre de gaine de la fibre double gaine. Il serait alors nécessaire de recouvrir la gaine d'un matériau à plus faible indice, afin de guider la pompe.

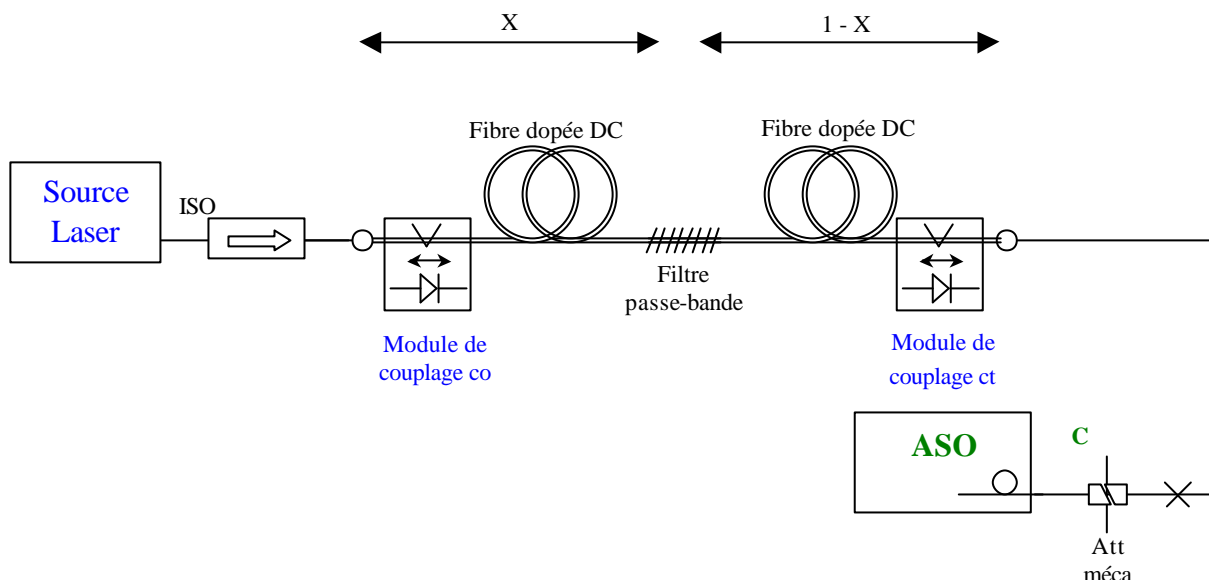


Figure III-55 : Schéma de principe.

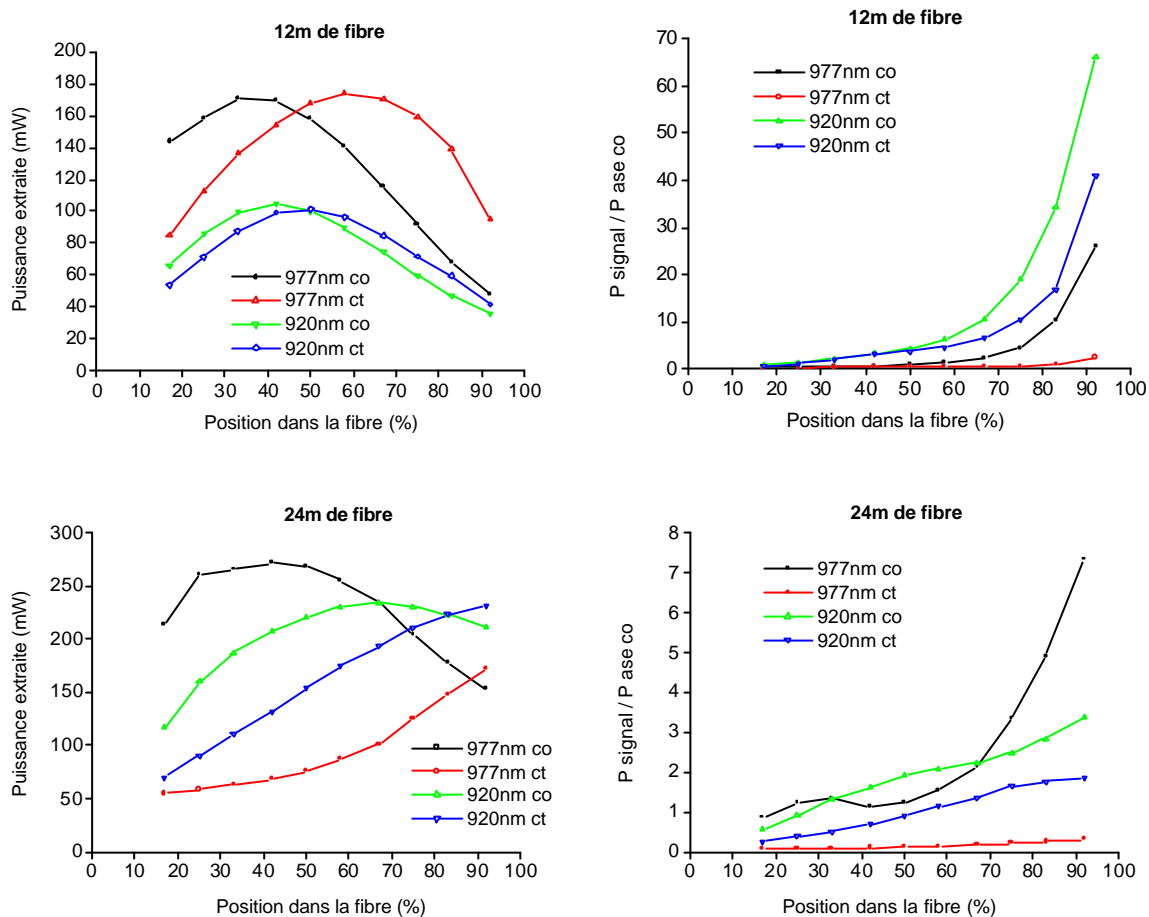


Figure III-56 : Puissance extraite de signal et d'ESA, pour deux longueurs de fibre (12 et 24 m).

A gauche : Evolution de la puissance de signal extraite suivant la position du filtre dans la fibre (en % de la longueur totale).

A droite : Evolution du rapport entre la puissance dans le signal et dans l'ESA suivant la position du filtre dans la fibre.

Pour les faibles longueurs de fibre (12 m), et à 920 nm, il existe un optimum en terme de puissance extraite à 1120 nm. En revanche, à 977 nm et dans le cas du pompage co-propagatif, l'ajout d'un filtre dans la fibre dopée n'a pas de sens, puisqu'il y a une meilleure extraction s'il est placé en extrémité de fibre, de plus la partie de puissance dans l'ESA reste importante.

Dans tous les cas, la meilleure position est celle proche de l'extrémité de sortie de la fibre (typiquement à 70 % de la longueur totale).

Le point à 75 m à 977 nm en co-propagatif, n'est pas pertinent. Le modèle présente un problème de convergence pour cette valeur.

Etant donné les puissances d'ESA à filtrer, la tenue en puissance du composant est un paramètre important. En l'état actuel de la technologie, des solutions existent pour effectuer ce filtrage. On peut, d'autre part, imaginer d'intervenir sur les caractéristiques intrinsèques de la fibre dopée. En ajoutant quelques co-dopants particuliers, on pourrait absorber dans la bande 1060-1100 nm.

IV Conclusions

Les mesures montrent que le modèle numérique développé permet de s'approcher relativement bien des résultats expérimentaux dans le cas où le signal se trouve entre 1035 et 1100 nm. Des écarts surviennent pour les longueurs d'ondes supérieures à 1100 nm. Celles-ci viennent des incertitudes des sections efficaces d'émission mesurées dans cette plage. La validation du modèle s'effectue en adoptant les coefficients d'absorption mesurés dans le cœur et en tenant compte du rapport cœur/gaine et de la dépendance longitudinale de l'absorption dans la fibre considérée. Les mesures montrent que les effets de l'enroulement de la fibre double gaine ne sont pas négligeables (2-4 %) et sont plus importants pour une gaine « en fleur » que pour une gaine carrée.

Le modèle montre que l'efficacité est maximale à 1075 nm en contra-propagatif et varie de 67 à 70 % suivant la puissance d'entrée du signal.

Avec 1 mW à l'entrée et une fibre longue (> 40 m), le modèle montre qu'il est possible d'obtenir 20 nm (1070-1090 nm) de bande passante. L'efficacité est alors supérieure à 60 % en pompant à 977 nm et supérieure à 38 % en pompant à 920 nm.

Avec 1 mW à l'entrée et une fibre courte (< 12 m), on obtient 50 nm (1032-1085 nm) de bande passante et une efficacité supérieure à 25 % en pompant à 977 nm. On obtient plus de 45 nm (1050-1095 nm) de bande passante avec une efficacité supérieure à 15 % en pompant à 920 nm.

Le pompage contra-propagatif augmente l'efficacité de 1 à 5 % tandis que le pompage co-propagatif améliore la saturation du milieu par le signal.

L'amplification des grandes longueurs d'onde nécessite d'avoir des puissances d'entrée relativement élevées (10 mW à 1065 nm, et 100 mW à 1140 nm) pour bien saturer le milieu. Cela permet d'obtenir plus de 60 % d'efficacité sur une bande de 75 nm (1065-1140 nm) en pompant à 977 nm. Le modèle montre que l'utilisation de structures à double étage permet d'améliorer l'efficacité totale sous réserve d'utiliser un filtre réjecteur inter-étage. Il est à noter que de tels filtres en technologie entièrement fibrée pourraient être très intéressants.

Les rendements électro-optiques sont de 34 % et de 38 % avec respectivement un signal de 1 mW et de 100 mW à 1080 nm. Cela montre tout l'intérêt des fibres double gaine dopées Ytterbium avec le pompage transversal par V, pour les applications nécessitant de fortes puissances.

L'expérience montre que l'effet des réflexions peut être très important avec les puissances mises en jeu. Le modèle montre que même une réflexion de 0,3 % peut diminuer la puissance de sortie de manière appréciable. Cet effet est d'autant plus prononcé que le signal d'entrée est faible ou que le milieu est plus faiblement saturé. L'utilisation de structures à double étage limite ces effets.

Les plus faibles efficacités mesurées lors d'un pompage à 920 nm (en accord avec le modèle) proviennent du plus faible rendement quantique, des plus grandes pertes passives ainsi que de la plus faible inversion de population.

En saturant correctement l'amplificateur, des rapports signal à ESA de plus de 40 dB sont facilement obtenus.

Pour limiter les effets Brillouin, le modèle laisse penser que le pompage contra-propagatif est recommandé. Il s'avère que les paramètres phénoménologiques du modèle doivent être ajustés (surtout en ce qui concerne le gain Brillouin) pour retrouver les seuils d'apparition du phénomène, car le caractère exponentiel de l'émission Brillouin générée avec la puissance de pompe, rend le système extrêmement sensible à ces variables. Ces effets sont négligeables pour des largeurs spectrales laser de l'ordre de 0,1 nm ou plus. Ils sont en revanche critiques pour des largeurs de quelques 10 KHz.

Les fibres Ytterbium sont de bonnes candidates pour obtenir des sources superfluorescentes très larges. Cela montre aussi leur grande potentialité pour la génération d'impulsions inférieures à la picoseconde comme le montre des résultats récents.

CHAPITRE 3

Les lasers 1 μm à fibre dopée Ytterbium double gaine

I Introduction

Ce chapitre analyse le comportement des lasers multimodes fibrés basés sur les fibres double gaine Ytterbium, caractérisées dans le chapitre précédent. Nous nous attachons aux cavités Fabry-Pérot, et dans une moindre mesure, aux cavités en anneau.

Le paragraphe II présente le modèle numérique développé. Après un bref rappel des modèles analytiques principaux existants, je présente les paramètres intrinsèques et extrinsèques à la fibre permettant de donner le cadre théorique. Nous présentons, ensuite, le formalisme numérique qui s'appuiera sur celui de l'amplificateur. Le modèle décrira un laser multimode fibré double gaine dans les deux types de cavités précédemment citées et à l'état stationnaire.

Le paragraphe III présente les résultats expérimentaux permettant de valider le modèle numérique. En premier lieu, nous validerons les résultats obtenus avec un laser à 1083 nm de 1 W. Nous analyserons plus en détail les effets de certains paramètres comme la réflectivité des miroirs, les pertes ou la longueur de fibre dopée. Puis, nous présenterons les résultats relatifs à un laser à 1083 nm accordable en longueur d'onde et multimode. Nous décrirons le comportement spectral de son enveloppe multimode ainsi que sa dynamique. Nous étudierons le laser en anneau unidirectionnel avec et sans filtre sélectif. Enfin nous donnerons les paramètres optimaux permettant d'obtenir 5 W à 1100 nm en vue de pomper un résonateur Raman.

II Modélisation des lasers à fibre

II - 1 Introduction

Nous allons nous centrer uniquement sur la modélisation d'un laser à gain homogène à fibre double gaine dopée Ytterbium en cavité Fabry-Pérot ou en anneau, dans son comportement statique.

II – 2 Généralités sur les modèles théoriques existants

II-2-1 Une classification générale des lasers

Le laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est constitué de trois éléments :

- une source (l'émission spontanée),
- une cavité,
- un milieu amplificateur.

Comme pour l'amplificateur, le type de paramètre pris en compte et le type de comportement étudié peuvent donner des modèles théoriques très différents.

On a pour habitude de classer les lasers suivant la complexité de son fonctionnement. Cette classification correspond à des milieux différents pour lesquels le temps de réaction du milieu permettra ou non de simplifier le modèle.

On distingue les lasers de classe A, B et C.

Le laser de classe C (laser Krypton): le système est décrit par les équations de Maxwell-Bloch. Ces dernières donnent l'évolution temporelle des populations des niveaux et des cohérences optiques à partir de l'équation de Schrodinger et de la matrice densité. Les champs optiques sont décrits à partir des équations de Maxwell. Cette analyse se situe dans un domaine mixte temps-fréquence : les approximations des enveloppes lentement variables (approximations SVEA Slow Varying Envelope Approximation), permettent de ne considérer que les fluctuations lentes du champ autour de la fréquence optique. Cela aboutit à ne considérer qu'une partie des informations spectrales. C'est le modèle de Lamb.

On aboutit à l'expression de la polarisabilité du milieu, de l'inversion de population et du champ, dans un système de trois équations couplées.

Afin d'avoir une démarche cohérente, l'approche uniquement fréquentielle permet d'obtenir une expression plus élégante du champ. C'est la fonction d'Airy des lasers [142]. La difficulté réside dans l'infinité des équations puisqu'elles doivent être résolues sur toute la bande spectrale.

Le laser de classe B (laser à semi-conducteur, YAG, à fibre dopée): c'est le plus couramment rencontré. On élimine adiabatiquement l'équation de la polarisabilité du milieu en considérant que les temps de cohérence optiques sont très courts devant ceux des populations ou devant le temps de parcours dans la cavité. Le système est décrit par les équations bilan (ou cinétique). Elles décrivent l'évolution temporelle de l'intensité du champ et de l'inversion de population.

Le laser de classe A (laser He-Ne) : il donnera le plus simple des modèles. On supprime l'équation des populations en considérant que la dynamique des populations est très rapide vis-à-vis du temps de parcours dans la cavité. Il n'y a plus qu'une seule équation, pour le

champ (ou plusieurs si des champs relativement proches de la fréquence optique sont considérés).

II-2-2 Les laser à fibre

Dans notre cas, nous allons partir d'un modèle développé pour les amplificateurs [8] (voir le chapitre 2) qui provient d'une approche d'un laser de classe B. La classification prend en compte un certain nombre de paramètres extrinsèques et intrinsèques au milieu.

Les paramètres extrinsèques à la fibre :

La première séparation intervient entre le comportement dynamique et statique .

Il existe divers fonctionnements dynamiques en régime laser :

- Le fonctionnement en relaxé (self-pulsing) [128, 129, 123]
- Le fonctionnement auto-synchronisé comme le fonctionnement en modes bloqués (mode-locking) [156]
- Le fonctionnement déclenché (Q-switching) [154, 155]

On peut aussi étudier la dynamique d'allumage du laser, ou de son extinction.

Les paramètres intrinsèques à la fibre :

L'émission spontanée amplifiée.

Les phénomènes d'extinctions comme le transfert d'énergie, l'absorption par états excités, ou l'extinction par paire d'ions.

La distribution spatiale transverse des modes et des dopants.

La polarisation du signal.

L'interaction avec un champ optique à l'intérieur de la cavité

L'existence d'effets non-linéaires particuliers.

L'auto saturation du gain.

II-2-3 Le modèle mis en oeuvre

Comportement statique et comportement dynamique :

La caractérisation statique d'un laser consiste à considérer qu'un régime stationnaire s'établit parmi toutes les variables macroscopiques (intensité, polarisation, phase, vecteur d'onde...).

La notion de bruit peut être aussi associée au comportement dynamique.

La dynamique du laser peut être extrêmement riche et variée. Lorsque le régime stationnaire n'est pas atteint, le laser peut faire apparaître toutes sortes d'instabilités [128, 129, 123].

Les lasers en modes bloqués, présentent une synchronisation de la phase des modes longitudinaux pouvant être passive ou active. Ces lasers possèdent alors une très grande cohérence fréquentielle et permettent d'émettre des pics d'intensités extrêmement courts (jusqu'à la centaine de femtoseconde [156]).

Prise en compte du champ dans la cavité et de la polarisation du milieu (susceptibilité):

Toute analyse semi-classique considère l'interaction du rayonnement EM avec la polarisation du milieu.

Le fait de ne considérer que l'intensité et non le champ est l'hypothèse la plus restrictive dans notre analyse. Elle peut conduire à oublier volontairement (comme nous le ferons) tous les effets liés à la phase du champ et donc les interférences dans la cavité (Spatial Hole Burning).

Elle conduit aussi à oublier les effets non-homogènes (Inhomogeneous Line Broadening) et les effets d'affinement spectral. Le caractère vectoriel du champ (polarisation) peut être pris en compte en considérant les intensités sur les deux axes propres du système [157, 158].

Le laser est une cavité oscillante auto-entretenue. La prise en compte de la susceptibilité et du champ dans la cavité conduit à une équation auto-consistante difficile à résoudre. Sa résolution consiste à séparer à un moment ou à un autre les effets combinés. La prise en compte de ces effets combinés le plus tard possible dans l'analyse mathématique permet de mieux décrire le système.

Il peut exister une relation de phase du champ aller et retour dans la cavité. Ces relations de phase sont données par les conditions aux limites du champ dans la cavité. Un effet de résonance pourra être obtenu pour certaines longueurs d'ondes si le gain du milieu excède les pertes de la cavité. Le laser pourra alors être monomode (une seule longueur d'onde) ou multimode longitudinal (plusieurs longueurs d'onde). On peut donc distinguer l'effet de la cavité sur la phase du champ et donc le caractère multimode ou monomode du laser, et l'effet du milieu amplificateur.

Deux méthodes apparaissent suivant l'ordre dans lequel s'effectue cette combinaison:

- A L'expression de la cavité passive puis l'introduction du milieu amplificateur. La cavité passive décrira les pertes tandis que le milieu décrira le gain. La cavité passive pourra partir de l'expression du champ et tiendra compte par la même du caractère multimode.
- B L'expression du milieu amplificateur puis l'introduction de la cavité. Le caractère multimode disparaît.

C'est la seconde approche pour laquelle nous avons opté.

Prise en compte de la polarisation du signal :

Cela consiste classiquement à décomposer le signal sur deux états de polarisations linéaires orthogonaux. On parle alors d'équations vectorielles (et non plus scalaires). Des termes macroscopiques supplémentaires comme le dichroïsme ou des coefficients de saturation croisée traduisent l'effet du milieu sur la polarisation. Ces derniers termes doivent être mesurés. Cela multiplie par deux l'ensemble des équations à résoudre [157].

La fibre silice dopée à l'Ytterbium présente une faible anisotropie. D'autre part, la cavité elle-même (fibre non PM et réseaux de Bragg) a une faible anisotropie. Dans ce cas, une compétition de modes polarisés existe à chaque aller et retour dans la cavité. Nous n'étudierons pas le caractère vectoriel pour des raisons de simplicité et n'ayant pas effectué les mesures d'anisotropie des différents composants constituant la cavité.

Prise en compte des effets non-linéaires:

Comme pour l'amplificateur, la prise en compte des effets non linéaires peut s'effectuer à travers des paramètres ad hoc introduits dans les équations ou bien en prenant en compte la susceptibilité linéaire et non linéaire et le champ. Nous ne tiendrons pas compte de ces effets.

Prise en compte de l'auto-saturation:

En fait, certains modèles suppriment ce phénomène pour étudier le comportement du laser près du seuil. L'élimination de ce phénomène simplifie grandement l'expression mathématique du laser. Mais il est évident que la non prise en compte de ce phénomène amène obligatoirement le système à diverger. L'auto-saturation du milieu par les divers

signaux s'y propageant sera pris en compte sans difficulté dans le modèle numérique utilisé. La théorie de Rigrod [143] permet d'effectuer quelques approximations sur la dépendance longitudinale des signaux dans la cavité afin de simplifier les expressions analytiques.

Prise en compte des autres paramètres :

Nous ferons les mêmes hypothèses que dans le cas de l'amplificateur (II-2-1 du chapitre 2). Nous tiendrons compte de l'ESA et du profil transverse des signaux dans la fibre tandis que le profil de dopant sera considéré comme uniforme. Aucun effet de transfert ou d'extinction ne sera considéré (voir le chapitre 1). Enfin, le milieu est considéré comme homogène (voir le chapitre 1).

II – 3 *Présentation du modèle numérique du laser fibré Fabry-Pérot :*

II-3-1 Description :

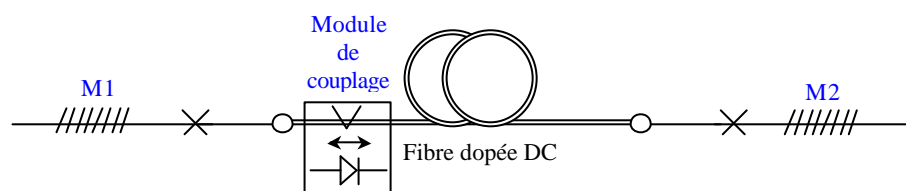


Figure II-1 : Structure du laser.

De par le caractère fibré, la dépendance longitudinale de la pompe, de l'ESA ou du signal est fondamentale. C'est pourquoi nous abordons l'analyse en partant tout d'abord de l'expression du milieu, et nous introduisons ensuite la cavité (méthode B).

Partant des mêmes hypothèses que pour l'amplificateur, nous ajouterons simplement la notion de miroirs sélectifs en longueur d'onde aux conditions aux limites (aux extrémités de la fibre).

Nous allons donner :

- les puissances de sortie en fonction des puissances de pompe, des longueurs de fibres, des coefficients de réflexion et des longueurs d'onde centrale de réflexion des miroirs.
- les longueurs d'onde d'émission en fonction des puissances de pompe et de la longueur de fibre.
- la puissance de pompe correspondant au seuil laser.
- des informations qualitatives sur les domaines de stabilité.
- des informations qualitatives sur les largeurs des enveloppes spectrales des lasers multimodes longitudinaux.

Pour ce dernier point, il est nécessaire de tenir compte du caractère multimode longitudinal.

Nous avons simplement calculé l'intervalle spectral libre² (ISL) de la cavité laser passive (ou froide), et introduit dans le modèle le signal laser correspondant à chacun d'eux. Cela permet de connaître la puissance dans chacun de ces modes se propageant simultanément dans la fibre. Nous ne sommes pas en mesure de connaître la largeur d'un mode séparément. En effet,

² L'ISL représente l'inverse du temps aller et retour dans la cavité. Il représente l'écart entre deux fréquences de résonance de la cavité.

les effets de jitter viennent brouiller les mesures. En revanche nous pouvons connaître la répartition de puissance parmi plusieurs et donc déduire la largeur de l'enveloppe. L'hypothèse est donc la suivante :

Dans un milieu homogène, isotrope, pompé continûment, et dans son domaine de stabilité, la répartition de puissance entre chacun des modes longitudinaux est donnée par la propagation simultanée du même nombre de signaux séparés par l'ISL de la cavité correspondante en leur appliquant les conditions aux limites adéquates.

Par contre, pour un milieu plutôt non homogène, il n'en sera pas de même car la saturation des modes ne se fera que par une partie des autres modes et non sur la totalité. Ceci dépend du degré de compétition et de l'importance du couplage entre les modes [28]. La largeur spectrale pour laquelle la compétition joue un rôle significatif est définie par la largeur homogène (Voir II-4-4 du chapitre I) (notée $\Delta\nu_h$). On peut donc distinguer trois cas de figure (Figure II-2) :

A Milieu fortement homogène

Les modes seront saturés par l'ensemble des modes susceptibles d'osciller. Il y aura une forte compétition de mode et un fort couplage. En pompant le milieu, le laser sera tout d'abord multimode près du seuil puis deviendra monomode.

B Milieu faiblement non homogène

La largeur homogène est supérieure à l'ISL du laser ($\Delta\nu_h > 15\text{MHz}$).

Les modes dans la largeur homogène seront saturés entre eux (saturation croisée importante). Aussi, nous aurons une compétition plus ou moins forte suivant leur degré de couplage.

Le laser sera faiblement multimode.

C Milieu fortement non homogène

La largeur homogène est inférieure à l'ISL du laser ($\Delta\nu_h < 15\text{MHz}$).

Les modes ne vont être saturés que par la partie de puissance se trouvant dans la largeur homogène et donc très peu par les autres modes.

Il y aura une faible compétition de modes et la laser sera fortement multimode.

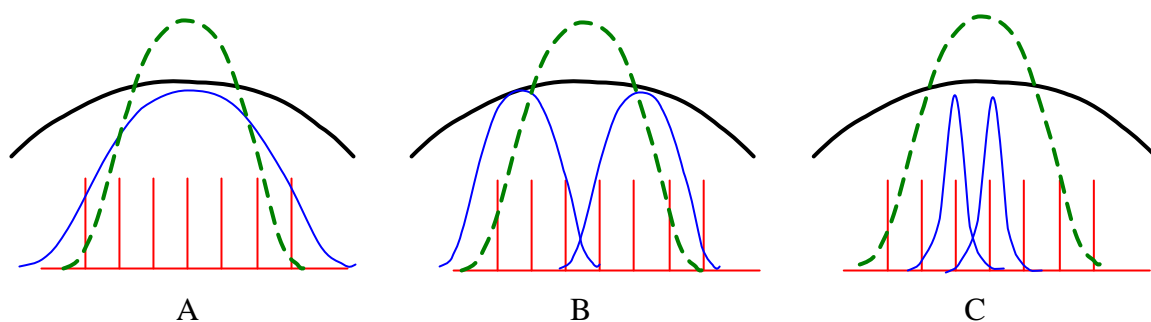


Figure II-2 : Cas de figures envisageables des lasers multimodes.

En trait continu épais, la courbe de gain du milieu.

En trait continu fin, la largeur homogène.

En pointillé, la largeur du réseau de Bragg.

Le peigne représente les modes du laser séparés de l'ISL.

II-3-2 Formalisme du modèle numérique :

Description :

Rappelons les équations permettant de décrire le milieu amplificateur (Voir annexe C)(sans faire apparaître la diffusion Rayleigh pour ne pas alourdir les équations), auxquelles nous avons ajouté la puissance du signal retour $P_s^-(z)$:

$$\frac{\overline{n_2(z)}}{\overline{n_t}} = \frac{\sum_s \Gamma_s \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} + \sum_p \Gamma_p \frac{P_p(z)}{P_p^{sat}} + \sum_k \Gamma_s \frac{P_{ASE}^{+et-}(z)}{P_{ASE}^{sat}}}{\sum_s \Gamma_s \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} + \sum_p \Gamma_p \frac{P_p(z)}{P_p^{sat}} + \sum_k \Gamma_s \frac{P_{ASE}^{+et-}(z)}{P_{ASE}^{sat}} + 1} \quad (3-1)$$

$$\text{et } \overline{n_1(z)} = 1 - \frac{\overline{n_2(z)}}{\overline{n_t}} \quad (3-2)$$

Signal : (3-3)

$$\frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = \pm [g_e(\mathbf{n}_s, z) - g_a(\mathbf{n}_s, z)] \Gamma_s P_s^\pm(z) \mp a_{ppc} P_s^\pm(z) \mp g_B P_s^\pm(z) B^\mp(z)$$

Pompe : (3-4)

$$\frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \pm [g_e(\mathbf{n}_p, z) - g_a(\mathbf{n}_p, z)] \Gamma_p P_p^\pm(z) \mp a_{ppg} P_p^\pm(z)$$

ASE : (3-5)

$$\frac{dP_{ASE}^\pm(z)}{dz} = \pm [g_e(\mathbf{n}_{ASE}, z) - g_a(\mathbf{n}_{ASE}, z)] \Gamma_k P_{ASE}^\pm(z) \pm 2h n_{ASE} g_e(\mathbf{n}_{ASE}, z) \Gamma_k \mp a_{ppc} P_{ASE}^\pm(z)$$

Brillouin : (3-6)

$$\frac{dB^\mp(z)}{dz} = \mp [g_e(\mathbf{n}_s, z) - g_a(\mathbf{n}_s, z)] \Gamma_s B^\mp(z) \mp g_B B^\mp(z) P_s^\pm(z) \pm a_{ppc} B^\mp(z)$$

Il faut ajouter des conditions aux limites, particulières, pour introduire la cavité résonnante. Ainsi, le signal et l'ESA subiront en partie des réflexions aux extrémités, dans le cas d'une cavité de type Fabry-Pérot.

Notons $R_1(\lambda)$ et $R_2(\lambda)$ les coefficients de réflexion en intensité en $z = 0$ et $z = L$. Ces coefficients dépendront de la longueur d'onde pour modéliser les miroirs sélectifs comme les réseaux de Bragg photo-inscrits. De ce fait, il sera nécessaire de considérer plusieurs signaux $P_s^\pm(\lambda, L)$ dépendant eux aussi de la longueur d'onde.

Les conditions aux limites seront :

$$P_s^-(I, L) = P_s^+(I, L) * R_2(I) \quad (3-7)$$

$$P_s^+(I, L) = P_s^-(I, L) * R_1(I) \quad (3-8)$$

Nous utiliserons, en fait, les résultats issus d'un modèle classique de résolution des ondes couplées (Voir annexe D) simulant la réflectivité des réseaux réellement utilisés.

De plus, nous ajouterons les pertes dues aux soudures aux extrémités que l'on notera P_{S1} et P_{S2} .

$$P_s^-(I, L) = P_s^+(I, L) * 2(1 - P_{S1}) * R_2(I) \quad (3-9)$$

$$P_s^+(I, L) = P_s^-(I, L) * 2(1 - P_{S2}) * R_1(I) \quad (3-10)$$

Les puissances de sortie aux deux extrémités seront donc données par :

$$P_{S1}(I, L) = P_s^+(I, L) * P_{S1} * (1 - R_2(I)) \quad (3-11)$$

$$P_{S2}(I, L) = P_s^-(I, L) * P_{S2} * (1 - R_1(I)) \quad (3-12)$$

Les longueurs d'onde considérées tiendront compte à la fois de la largeur spectrale des réseaux de Bragg utilisés, ainsi que de l'ISL de la cavité passive (Figure II-3).

$$\Delta I_{RB} = \frac{I^2}{c} \Delta u_{RB} \quad (3-13)$$

$$\Delta I_{ISL} = \frac{I^2}{c} \Delta u_{cav} = \frac{I^2}{c} \frac{c}{2nL_{cav}} = \frac{I^2}{2nL_{cav}} \quad (3-14)$$

Le nombre de composantes de puissance à prendre en compte pourra être estimé à :

$$Nbr_mode \approx \frac{\Delta I_{RB}}{\Delta I_{ISL}} \quad (3-15)$$

Dans la pratique, la largeur des réseaux de Bragg sont inférieurs à 200 pm et l'ISL d'environ 15 MHz soit 0,05 pm. Le nombre de composantes serait alors d'environ 4000. En fait, on ne prendra que 100 composantes pour ne pas alourdir le programme, ce qui correspond à une séparation de 0,5 pm. On a constaté que le nombre de composantes a très peu d'incidence sur la précision obtenue lors du calcul, du fait que la non homogénéité du milieu n'est pas considérée (C'est-à-dire que la largeur homogène est considérée comme s'étendant sur tout le spectre considéré).

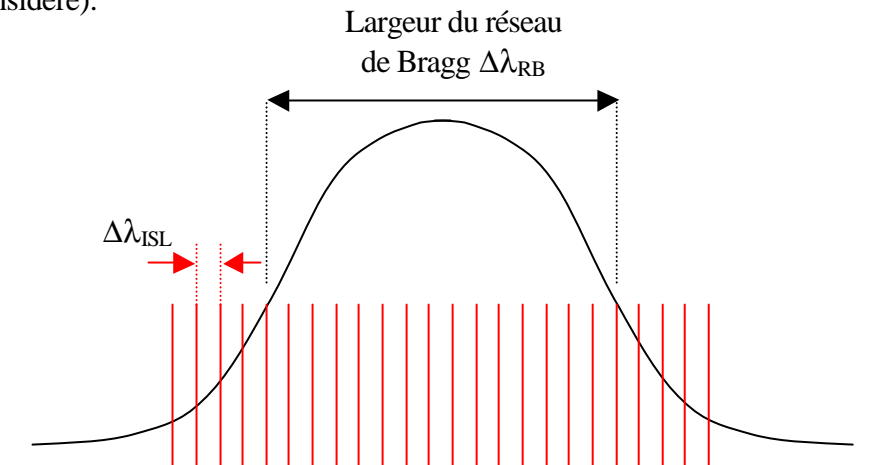


Figure II-3 : Représentation des modes longitudinaux sous la bande de réflectivité du réseau de Bragg.

Nombre d'itérations nécessaires à la résolution :

Nous avons utilisé un critère de convergence de 0,1% (portant sur l'écart de puissances émises totales Signal + ESA, entre deux itérations). Les coefficients de réflexion des miroirs vont modifier le nombre d'itérations de manière importante. La figure II-4 montre le nombre d'itérations en faisant varier le coefficient de réflexion d'un miroir. On voit donc que la résolution est beaucoup plus longue que dans le cas d'un amplificateur.

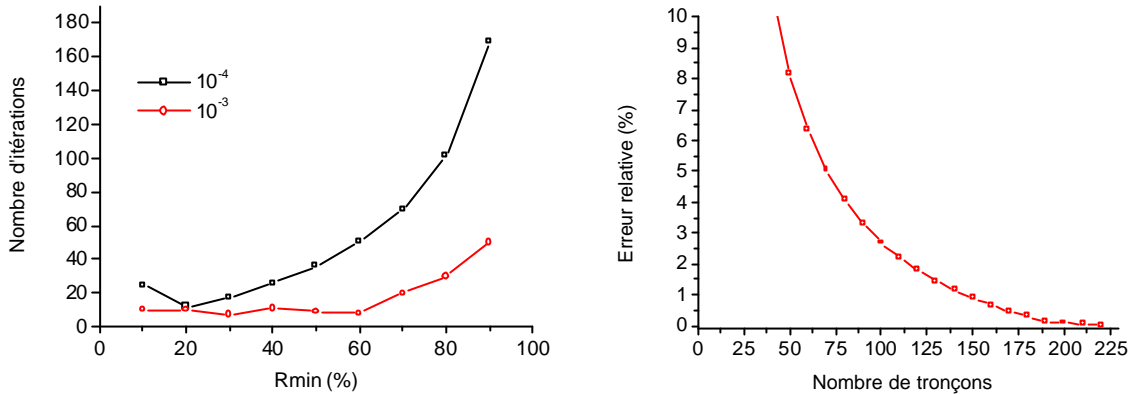


Figure II-4 : A gauche, nombre d'itérations en fonction de Rmin et du critère de convergence, pour un découpage en 100 tronçons.
A droite, erreur relative sur le signal laser en fonction du nombre de tronçons considérés, avec Rmin = 50% et un critère de convergence à 10^{-4} .

Les autres paramètres, comme la longueur de fibre, la puissance de pompe, le nombre de composantes signal, ont beaucoup moins d'effets.

Le nombre de tronçons de fibre est important lui aussi comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. La figure II-5 indique qu'il est nécessaire de considérer plus de 150 tronçons pour réduire l'erreur relative sous les 1%.

II - 4 *Présentation des autres modèles classiques:*

II-4-1 *Modèle analytique de Rigrod [143]:*

Il part d'une description du laser de classe B et considère les équations des populations et des intensités du signal et de la pompe. Le milieu considéré est à 3 (cas de l'Er, de l'Yb) ou 4 niveaux (cas du Nd). A l'état stationnaire, l'équation de population permet d'exprimer la population du niveau excité en fonction des intensités du signal et de la pompe. Celle-ci va faire apparaître la puissance absorbée par le milieu, et la saturation du milieu par le signal et la pompe.

Toujours à l'état stationnaire, l'équation de propagation de l'intensité va faire apparaître les pertes et le gain saturé du milieu.

Les deux équations étant couplées par l'intermédiaire des intensités aller et retour, elles sont difficilement résolubles analytiquement. Une hypothèse simple consiste à considérer les intensités aller et retour dans la cavité comme constante le long de la fibre [143]. Cela permet de résoudre analytiquement l'équation de propagation et d'en déduire le gain saturé, la puissance de pompe au seuil et la puissance de sortie (ou le rendement de conversion).

Une hypothèse moins restrictive consiste à considérer la somme des signaux aller et retour comme constante le long de la fibre [158].

Ces hypothèses ne sont valides que dans le cas où la réflectivité des miroirs reste relativement élevée (supérieure à 30%) tandis que les longueurs de fibres restent assez petites. En effet, dans le cas contraire, la dépendance longitudinale des intensités signal aller et retour peuvent être très dissymétriques. Les résultats analytiques ne sont cependant pas suffisants pour corréler efficacement les résultats expérimentaux. Ils sont intéressants pour donner qualitativement le comportement d'un laser.

Ces modèles ont été largement utilisés pour les lasers à fibre [141, 159]. Nous comparerons notre modèle à celui de Digonnet au III-2-2.

II-4-2 Modèle analytique de Digonnet [103, 104, 119]:

Il part également des équations précédentes (population et intensité) du laser de classe B. Les hypothèses principales considèrent le milieu comme très peu saturé, c'est-à-dire, dans le cas de l'amplificateur de faible gain avec un petit signal à l'entrée, ou le cas du laser au seuil. Le système considéré est à trois ou quatre niveaux. Cela permet d'exprimer l'évolution de la pompe et du signal dans la fibre. Les profils transverses des signaux sont pris en compte en considérant un profil de dopage constant dans le cœur.

$$\frac{dP^\pm}{dz} = \pm \frac{s_e t}{h u_p} a_a P_p e^{-(a_a + a_p)z} (P_0 + P^\pm(z)) \int_0^a \frac{2pr_p(r)s(r)rdr}{1 + 2 \frac{s(r)}{I_{sat}(P^+(z) + P^-(z))}} \mp aP^\pm \quad (3-16)$$

Cela traduit la propagation des signaux aller P^+ et retour P^- dans la cavité.

avec :

- a le rayon de la fibre
- σ_e la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde du signal
- P_p la puissance de pompe injectée à la fréquence ν_p .
- α_a le coefficient d'absorption de la fibre à la longueur d'onde de pompe
- α_p et α les coefficients d'absorption passifs de la pompe et du signal.
- $s(r)$ et $r_p(r)$ les profils de mode du signal et de la pompe
- P_0 la puissance d'émission spontanée (non amplifiée).
- I_{sat} l'intensité de saturation du signal.

Des solutions analytiques proches peuvent être développées en considérant l'évolution de la pompe saturant le gain (au dénominateur de l'équation d'évolution du signal) comme constante le long de la fibre. D'autre part, la pompe n'est pas saturée par le signal. Aussi, s'en dégage les relations suivantes :

$$a) \quad \text{pour la pompe :} \quad \ln(P_p) + \frac{P_p(0)}{P_{psat}} (R/h_p)(P_p - 1) = -a_p h_p z \quad (3-17)$$

- $P_p(0)$ La puissance de pompe injectée
- P_{psat} La puissance de saturation de la pompe
- P_p La puissance de pompe en z.

- α_p Le coefficient d'absorption de la pompe.
 R et η_p Les intégrales de recouvrement transverse de la pompe avec la fibre.

Lorsque la puissance P_p est petite par rapport à P_{psat} , alors le second terme du membre de gauche est négligeable, et la puissance de pompe P_p varie exponentiellement avec z suivant le coefficient d'absorption non saturé α_p .

La saturation de l'absorption est décrite par le second terme du membre de gauche, et conduit à réduire l'absorption de la pompe.

b) pour le gain :
$$g(l) = -\alpha_a h_s l + \left(1 + \frac{s_a}{s_e}\right) \frac{s_e t}{h u_p} \frac{P_{abs}}{A} \frac{F}{h_p} z \quad (3-18)$$

- P_{abs} La puissance de pompe absorbée par la fibre.
 σ_e et σ_a Les sections efficaces d'émission et d'absorption du signal.
 α_a Le coefficient d'absorption de la pompe.
 A La surface du cœur.
 F , η_p et η_s Les intégrales de recouvrement transverse de la pompe et du signal avec la fibre.

Dans le cas d'un laser à quatre niveaux, $\alpha_a = \sigma_a = 0$, le gain est alors le rapport de la puissance de pompe absorbée à la puissance de saturation de la pompe, multiplié par le rapport de la section efficace d'émission du signal et d'absorption de la pompe.

c) pour la puissance d'émission du laser :
$$P_s = \frac{T h u_p}{d h u_s} (P_{abs} - P_{seuil}) \quad (3-19)$$

- T La transmission du miroir de sortie (l'autre étant considéré comme 100%)
 δ Les pertes totales aller et retour dans la cavité

P_{abs} sera donnée par la première relation tandis que P_{seuil} sera donnée en égalant le gain avec les pertes de la cavité.

II-4-3 Fonction d'Airy des lasers [142]:

Ce modèle permet de donner les éléments de compréhension de certains phénomènes : en particulier, l'évolution de la largeur spectrale et de l'intensité d'un laser monomode longitudinal. Cependant, il n'a pas encore été étendu au cas des lasers multimodes. Son extension permettrait d'étudier le comportement spectral autour du seuil laser, et aussi l'effet de contre-réactions optiques ou de l'injection d'un laser maître sur un laser esclave sur ses caractéristiques spectrales (Phénomènes de transfert de pureté ou d'impureté spectrale, accorçage...).

II - 5 Présentation du modèle du laser fibré en anneau :

Nous prenons l'exemple de la structure suivante à modéliser :

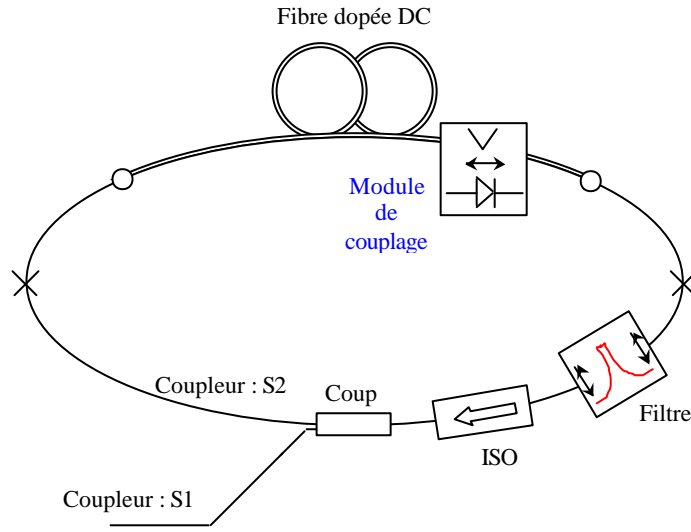


Figure II-5 Structure du laser en anneau.

Nous partirons des même hypothèses que dans le cas du laser Fabry-Pérot. Seules les conditions aux limites seront différentes.

On désire donner:

- les puissances de sortie en fonction des puissances de pompe, des longueurs de fibres, des pertes des composants.
- les longueurs d'onde d'émission en fonction des puissances de pompe et de la longueur de fibre.
- le seuil, le rendement et l'efficacité.

Notons $R_{filt}(\lambda)$ et $T_{filt}(\lambda)$ les coefficients de réflexion et de transmission en intensité en $z = L$ du filtre sélectif. Ces coefficients dépendront de la longueur d'onde.

Notons $T_{coup1}(\lambda)$ et $T_{coup2}(\lambda)$ les coefficients de transmission en intensité du coupleur de sortie. Ces coefficients dépendront de la longueur d'onde.

Enfin, notons $R_{iso}(\lambda)$ et $T_{iso}(\lambda)$ les coefficients de réflexion et de transmission en intensité en $z = L$ de l'isolateur. Ces coefficients dépendront de la longueur d'onde.

En introduisant les pertes aux soudures aux extrémités comme précédemment, les conditions aux limites sont :

$$P_s^+(I, 0) = P_s^+(I, L) * (1 - P_{S1}) * T_{filt}(I) * T_{iso}(I) * T_{coup2}(I) * (1 - P_{S2}) \quad (3-20)$$

$$P_s^-(I, L) = P_s^+(I, L) * 2(1 - P_{S1}) * (R_{filt}(I) + T_{filt}(I) * R_{iso}(I)) \quad (3-21)$$

La puissance de sortie sera donc donnée par :

$$P_s(I) = P_s^+(I, L) * (1 - P_{S1}) * T_{filt}(I) * T_{iso}(I) * T_{coup1}(I) \quad (3-22)$$

III Résultats expérimentaux

III - 1 Introduction

Dans ce chapitre, nous validerons le modèle numérique par comparaison aux résultats expérimentaux dans le cas du laser à 1083 nm. Cela nous permettra d'observer l'influence de la réflectivité des miroirs, des pertes dans la cavité, de la longueur de fibre, de la longueur d'onde et de la configuration de pompage.

Puis, nous étudierons plus particulièrement le laser à 1083 nm accordable en longueur d'onde, dont la largeur d'émission devra être précisément contrôlée. Cela nous amènera à décrire l'influence de divers paramètres sur la largeur de l'enveloppe spectrale ainsi que les instabilités temporelles d'émission observées. Nous commenterons les résultats donnés par le second modèle numérique.

Nous décrirons ensuite la cavité unidirectionnelle en anneau avec et sans filtre intra-cavité. Nous comparerons les résultats expérimentaux à ceux du modèle dans le cas du laser à 1120 nm.

Enfin nous aborderons le cas du laser à 1100 nm de 5 W, servant de pompe pour le laser à effet Raman. Cela nous permettra d'observer l'influence du double pompage et de la longueur d'onde de pompe choisie.

III - 2 Le Laser multimode à cavité Fabry-Pérot

III-2-1 Description :

Nous avons utilisé la fibre 1 à laquelle nous avons soudé deux réseaux de Bragg. Le premier est de très grande réflectivité et dénommé R_{\max} , tandis que le second est de réflectivité moindre, et dénommé R_{\min} . La longueur de fibre est de 8 m, elle est enroulée sur un diamètre de 14 cm (Figure III-1).

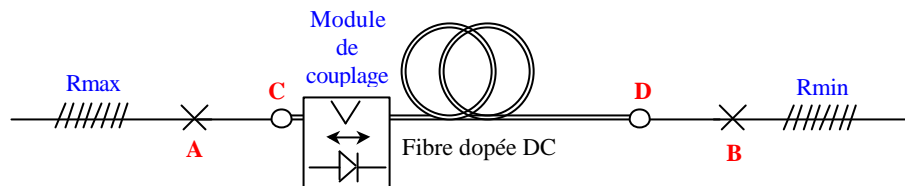


Figure III-1 : Structure (configuration co-propagative).

Les pertes aux soudures en A et B seront systématiquement mesurées en injectant une source à $1,3 \mu\text{m}$. Les pertes aux soudures entre la fibre dopée et la fibre monomode en C et D sont de 5 % et 3 % respectivement tandis que la perte passive de la fibre est d'environ 1 % (6 dB/Km, voir III-3 du chapitre 1).

Le module de couplage est constitué d'une diode à 977 nm. Le rendement de couplage est de 67 %. Afin de différencier la position du module de couplage par rapport aux miroir R_{\max} , nous garderons la désignation en co- et contra-propagative.

La configuration co-propagative étant celle où le module de couplage est le plus proche du miroir R_{\max} .

Les réseaux de Bragg utilisés ont des largeurs à mi-hauteur comprises entre 50 et 200 pm. Les essais effectués montrent que cette largeur n'a pas d'influence sur la puissance émise.

Cependant, la largeur de l'enveloppe spectrale sera très dépendante des propriétés des réseaux de Bragg. Ce dernier point sera approfondi un peu plus tard dans ce chapitre. La réflectivité minimale de R_{min} est de 4 % et correspond à un clivage à 90° de la face de sortie de la fibre optique. Il serait possible de descendre en dessous de cette valeur en clivant en biais l'extrémité de la fibre ou en enroulant la fibre sur un diamètre adapté (permettant au mode guidé d'être couplé aux modes de gaine). Nous nous sommes limité à 4 % de réflexion pour des raisons de simplicité et parce que cela correspond au cas usuel d'une extrémité connectisée FC/PC.

III-2-2 Résultats :

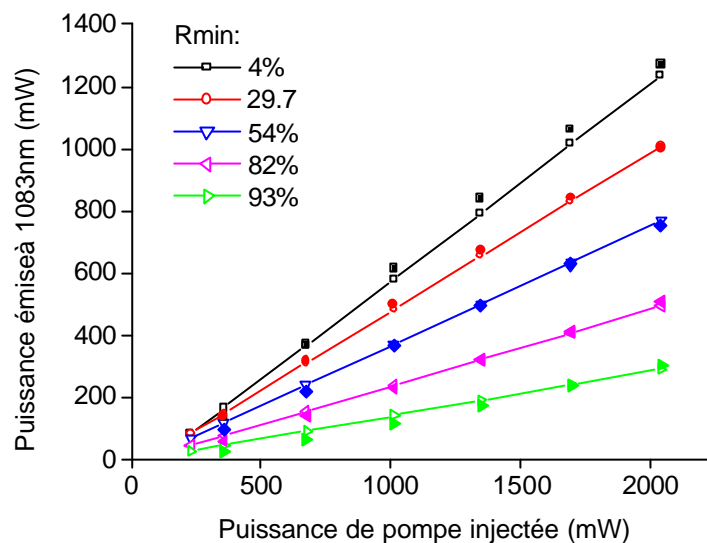


Figure III-2 : Laser à 1083 nm - Puissance émise en fonction de la puissance de pompe injectée suivant la réflectivité du miroir R_{min} .
Symboles vides : Mesures - Symboles pleins : Modèle

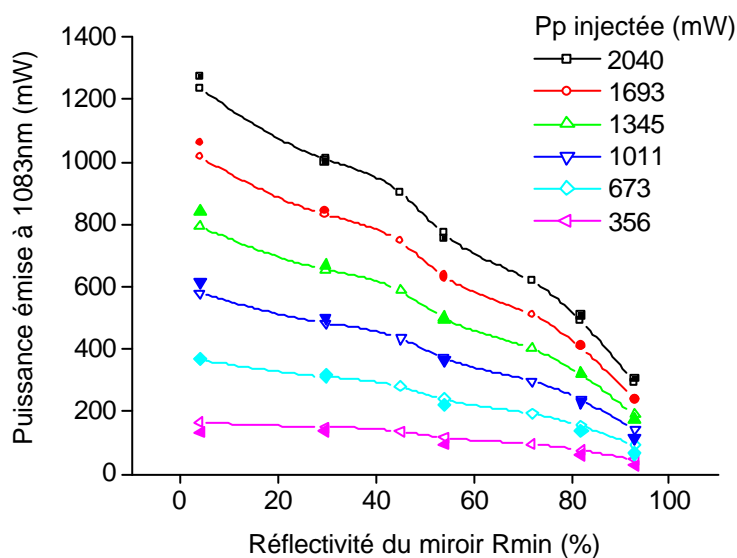


Figure III-3 : Laser à 1083 nm - Puissance émise en fonction de la réflectivité du miroir R_{min} , pour différentes puissances de pompe injectées.
Symboles vides : Mesures - Symboles pleins : Modèle
Les ondulations mesurées proviennent des pertes différentes suivant les réseaux de Bragg fibrés utilisés.

Commentaires :

Le modèle donne des résultats très proches des mesures sous réserve de connaître les pertes aux soudures assez précisément. Comme le montre la figure III-3 (ondulations des courbes), ces pertes peuvent induire des variations de puissance assez importantes. L'efficacité est bien plus réduite dans le cas des fortes réflectivités. Il est évident que dès lors que l'ensemble des pertes passives autres que celles du miroir R_{min} approchent ou excèdent celles du miroir, les variations de puissance associées sont importantes. En reprenant les résultats obtenus en amplificateur avec la même longueur de fibre et un pompage co-propagatif, on s'aperçoit que le rendement est supérieur en configuration laser sous réserve d'avoir un miroir 100 % d'un côté et 4 % de l'autre. En effet, nous avons 58 % d'efficacité en amplificateur, alors que nous obtenons 61 % en laser. La différence provient de la plus mauvaise saturation du milieu lorsqu'on fonctionne en amplificateur. En effet, nous avons vu que, même avec une puissance d'entrée de 10 mW à 1083 nm, l'amplificateur n'est pas totalement saturé (Figure III-34 du chapitre 2).

Origine des pertes	Pertes mesurées (%)
R_{max}	~ 0
passive	1
C	3
A	5
B	variables
D	variables

Tableau III-1 : Récapitulation des pertes.

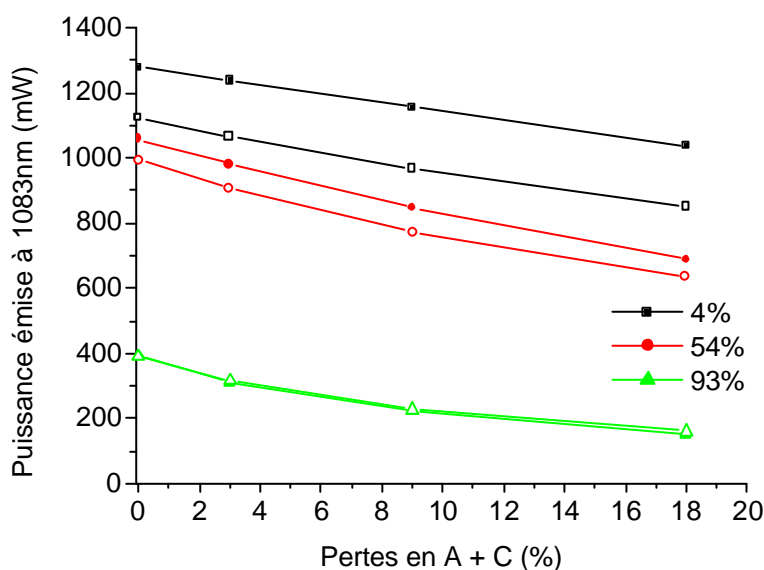


Figure III-4 : Laser à 1083 nm - Puissance émise en fonction des pertes en A + C suivant la réflectivité du miroir R_{min} .
Symboles pleins : Modèle numérique - Symboles vides : Modèle de M. Digonnet

Comparaison avec le modèle de M. Digonnet :

En reprenant l'expression 3-19 de M. Digonnet (Voir II-4-2), et en considérant le laser comme étant à quatre niveaux (ce qui est vrai en première approximation à 1083 nm), nous pouvons comparer les résultats du modèle numérique au modèle analytique. Le modèle de M. Digonnet donne des résultats proches du calcul numérique pour les cavités à forte

réflectivité ($< 1 \%$ d'erreur). Pour les faibles réflectivités, l'erreur peut atteindre 20% ! (Voir figure III-4).

Les profils longitudinaux

Observons le profil longitudinal (le long de la fibre) des puissances aller et retour dans la cavité dans les deux cas extrêmes de miroir à faible ($R_{\min} = 4 \%$) et à forte réflectivité ($R_{\min} = 93 \%$) et pour des pertes aller et retour autres que celles du miroir d'environ 24% . Dans le cas du réseau 4% (Figure III-5), les variations de puissance dans la cavité sont très importantes. Le réseau R_{\max} étant placé à $L = 0$, les deux puissances aller et retour à cette position sont pratiquement identiques, aux pertes des soudures près (16%). Les puissances aller ou retour ou leur somme ne sont pas constantes le long de la fibre. C'est pourquoi les modèles analytiques de W. Rigrod ou de T. Chartier ne sont pas utilisables.

La puissance intra-cavité reste toujours inférieure à la puissance émise ($1,3 \text{ W}$), ce qui signifie qu'il y a une bonne extraction de la puissance.

L'inversion de population est relativement faible (1 à 4%). Cette faible valeur vient du fait qu'à 1083 nm , le laser peut être considéré comme étant à quatre niveaux car l'absorption est très faible. La fraction minimale d'ions nécessaire à la génération d'un gain dans la cavité peut être exprimée simplement par la relation :

$$X_{\min} = \frac{S_{\text{abs}}}{S_{\text{abs}} + S_{\text{emi}}} \quad (3-31)$$

A 1083 nm et en prenant les valeurs mesurées, nous obtenons $0,6 \%$.

L'inversion varie d'un facteur quatre d'une extrémité à l'autre. Elle est plus importante près de la pompe (en $L = 0$) et du côté où la puissance du signal est la plus petite ($0,25 \text{ W}$).

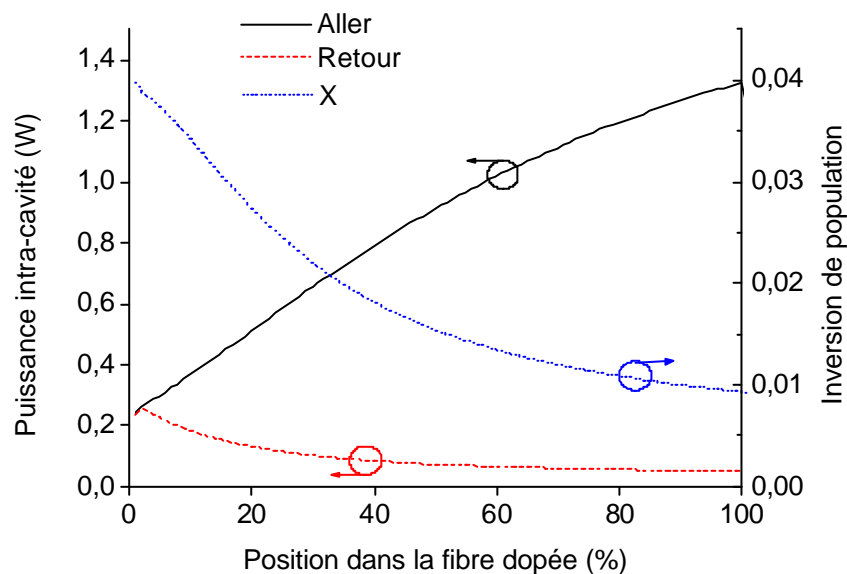


Figure III-5 : Laser à 1083 nm - Puissance intra-cavité et inversion de population dans la fibre dopée.
 $R_{\min} = 4 \%$ - Pertes $8+3 \%$ - Pompage co-propagatif

Dans le cas du réseau 93 % (Figure III-6), au contraire, les variations de puissance aller et retour sont relativement faibles. La somme des puissances est pratiquement constante dans la cavité et les modèles analytiques s'appliquent.

L'inversion de population, quant à elle est très faible et quasiment constante dans la cavité. Cela vient du caractère très sur-tendu de la cavité. La puissance intra-cavité étant très importante (4 W), la saturation est importante elle aussi et la population du niveau excité s'effondre.

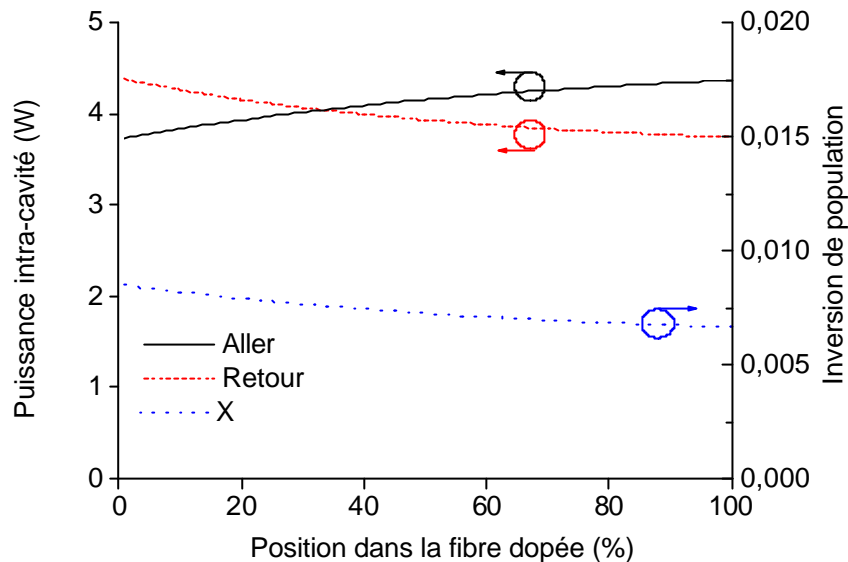


Figure III-6 : Laser à 1083 nm - Puissance intra-cavité et inversion de population dans la fibre dopée.
Rmin = 93 % - Pertes 8+4 % - Pompage co-propagatif

Nous présentons aussi le cas du laser 4 % pompé de chaque côté (co et contra-propagatif) (Figure III-7). Dans ce cas, les variations des puissances aller et retour dans la cavité sont très différentes et on s'écarte encore davantage des approximations de W. Rigrod. On voit bien que l'inversion de population est plus importante près des pompes qu'au centre de la cavité.

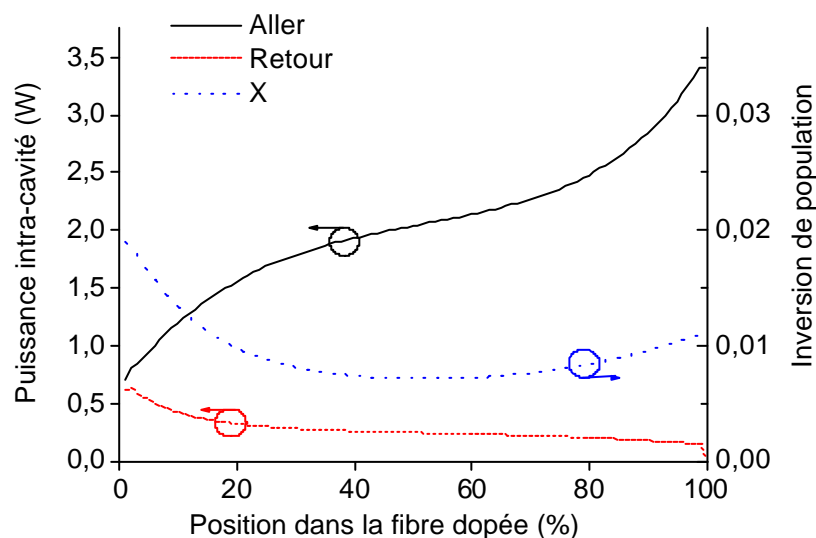


Figure III-7 : Laser à 1083 nm - Puissance intra-cavité et inversion de population dans la fibre dopée.
Rmin = 4 % - Pertes 1+1 % - Pompage co et contra-propagatif

III-2-3 Effet de l'enroulement de la fibre :

Avec la cavité précédente et $R_{\min} = 4\%$, nous avons mesuré la variation de puissance lorsque la fibre n'est plus lovée circulairement. Il apparaît que l'on peut augmenter la puissance émise en enroulant la fibre en haricot (Voir figure IV-6 du chapitre 1). La puissance n'excède cependant pas 5 % de sa valeur initiale.

III-2-4 Comparaison entre configuration co et contra-propagative :

La configuration co ou contra-propagative n'apporte que très peu d'incidence sur la puissance émise comme le montre la figure III-8. Nous avons pris des pertes identiques de part et d'autre de la fibre dopée (Pertes en A et C = Pertes en B et D = 10 %).

Les écarts sont un peu plus grands dans le cas du miroir à faible réflectivité. Cela provient de la plus grande dissymétrie de l'inversion de population dans ce cas, comme le montre la figure III-8.

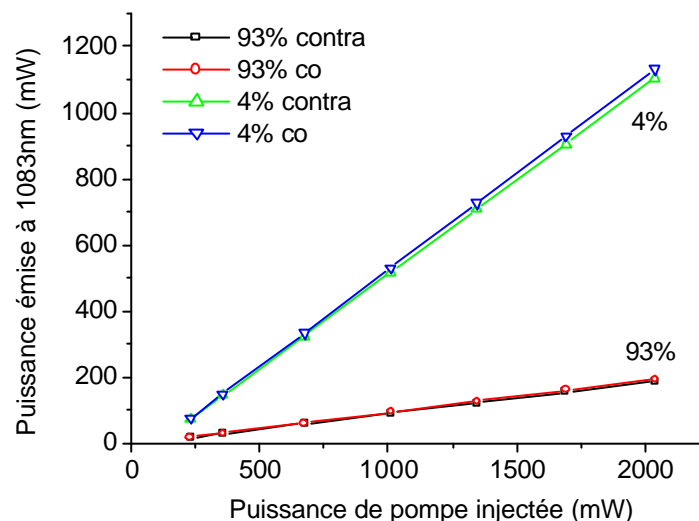


Figure III-8 Laser à 1083 nm - Puissance émise en fonction de la puissance de pompe injectée.
Comparaison entre le pompage co- et contra-propagatif pour deux réflectivités de R_{\min} .
Pertes identiques à droite et à gauche de la fibre dopée.

III-2-5 Optimisation :

Longueur de fibre et longueur d'onde d'émission (Figures III-9):

Abordons en détail les effets de la longueur de fibre dopée sur l'efficacité d'un laser, suivant sa longueur d'onde d'émission. Nous nous plaçons dans le cas de la meilleure extraction possible c'est-à-dire avec une réflectivité R_{\min} de 4 % et des pertes aux soudures réduites à 1 % + 1 %. L'efficacité augmente quand on passe d'une émission à 1035 nm à une émission à 1083 nm. Elle présente un optimum proche de l'optimum obtenu dans la configuration amplificateur (Voir chapitre 2). Cela provient de la réabsorption du signal dans la cavité, caractéristique d'un système à trois niveaux.

Nous avons tracé, sur la même figure, la puissance de pompe non absorbée. On pourrait montrer que les longueurs optimales ne dépendent pas de la puissance de pompe injectée.

A 1055 nm, il est nécessaire que la puissance de pompe non absorbée ne soit pas inférieure à 4 % pour que l'efficacité continue d'augmenter. Elle est de 23 % à 1035 nm et de 1 % à 1062 nm.

Au delà de 1080 nm, on ne perçoit plus de réabsorption importante. Le système se comporte plutôt comme étant de quatre niveaux. La diminution de l'efficacité provient principalement des absorptions de fond de la fibre.

Pour les longueurs d'onde d'émission supérieures à 1080 nm, l'efficacité va diminuer lentement avec la longueur d'onde, et ce, quelque soit la longueur de fibre. Le rendement photonique (ou quantique) reste, lui, pratiquement constant.

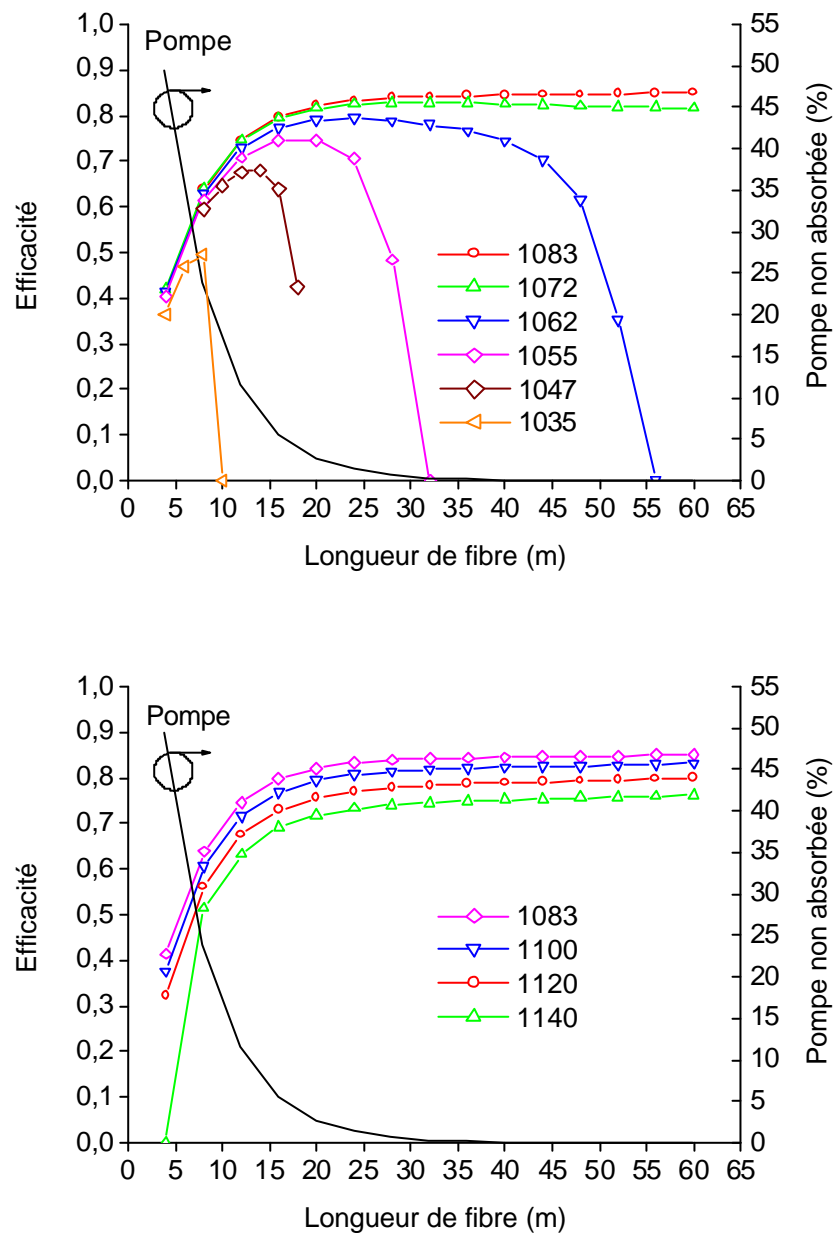


Figure III-9 : Efficacité et pompe non absorbée en fonction de la longueur de fibre dopée, pour plusieurs longueurs d'onde d'émission (a) 1035 – 1083 nm, (b) 1083 – 1140 nm. Pompage co-propagatif pour $R_{min} = 4\%$ et pertes $1\%+1\%$.

Cela nous permet de représenter le spectre d'efficacité du laser en fonction de la longueur de fibre utilisée (Figure III-10). Si l'on veut émettre sur une large bande spectrale, comme il est possible de le faire avec un laser accordable, il faudra choisir une longueur de fibre conciliant la bande passante et la puissance émise. Si l'on veut émettre en dessous de 1060 nm, il sera nécessaire de réduire la longueur de fibre à 10 m si l'on veut commencer à 1040 nm, et à 8 m

si l'on veut commencer à 1035 nm. Il y a moins de contraintes concernant les fortes longueurs d'onde (au delà de 1080 nm). Le rendement électro-optique maximal est de 45 % à 1083 nm.

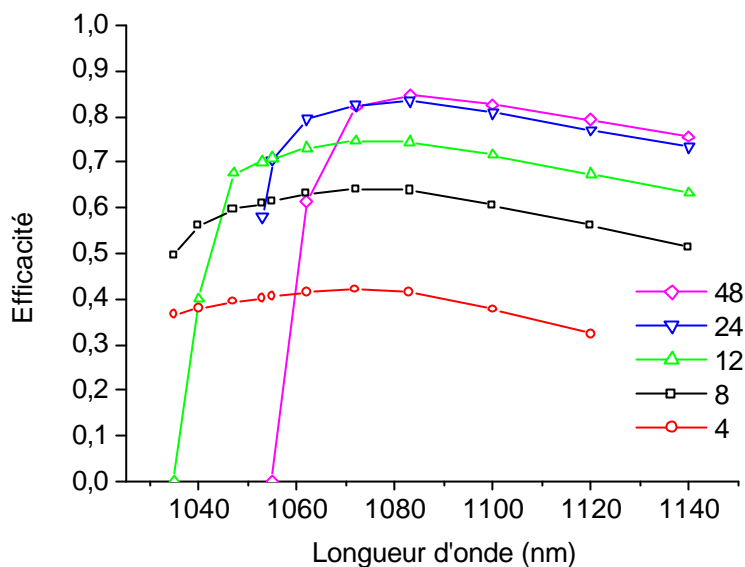


Figure III-10 : Efficacité en fonction de la longueur d'onde, pour plusieurs longueurs de fibre.
Pompage co -propagatif pour $R_{\min} = 4\%$ et pertes $1\% + 1\%$.

Réflexivité du réseau R_{\min} :

Introduisons à présent la notion de réflectivité du miroir de sortie R_{\min} . Celle-ci va modifier les longueurs optimales données précédemment. L'utilisation de miroirs fortement réfléchissants va réduire la longueur optimale de fibre de 40 m à 12 m (Figure III-11). En effet, l'augmentation de R_{\min} réduit l'inversion de population dans la fibre car le signal intra-cavité étant plus important, la saturation du milieu augmente.

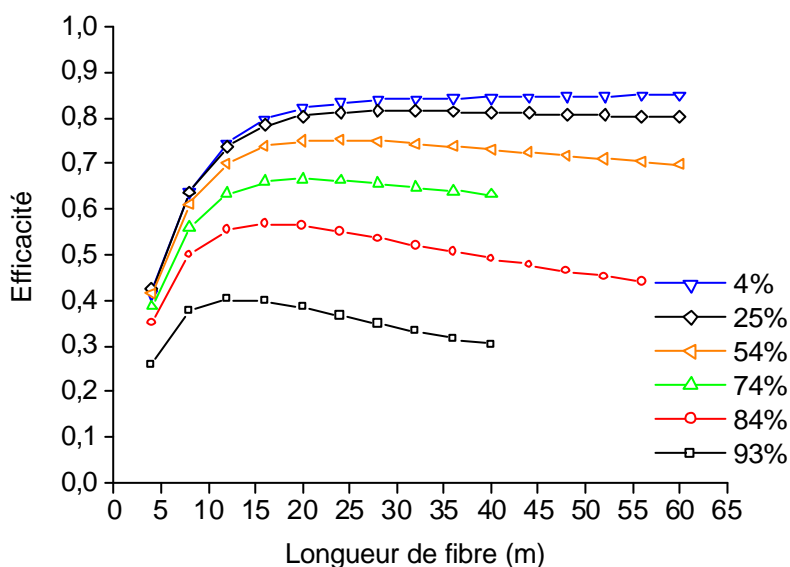


Figure III-11 : Laser à 1083 nm - Efficacité en fonction de la longueur de fibre dopée
Pour plusieurs réflectivités R_{\min}
Pompage co -propagatif et pertes $1\% + 1\%$

Pertes aux soudures (Figure III-12):

A 1083 nm et avec un réseau R_{\min} de 4 %, elles vont évidemment entraîner une diminution de l'efficacité.

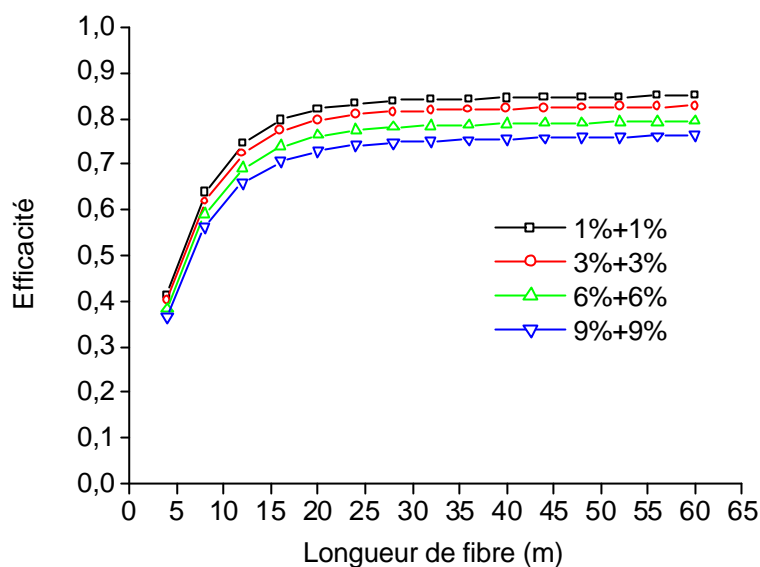


Figure III-12 : Laser à 1083 nm - Efficacité en fonction de la longueur de fibre dopée
Influence des pertes aux soudures
Pompage co -propagatif pour $R_{\min} = 4 \%$

Nous avons, à nouveau, simulé le fonctionnement de la cavité expérimentale mais en diminuant fortement les pertes dans la cavité (Figure III-13). Les longueurs de fibres sont ajustées systématiquement pour chaque réflectivité R_{\min} . On voit qu'il est nécessaire d'ajuster les pertes et la longueur pour optimiser correctement le laser. Dans ce cas, l'efficacité présente une variation plus prononcée que dans le cas expérimentalement mesuré.

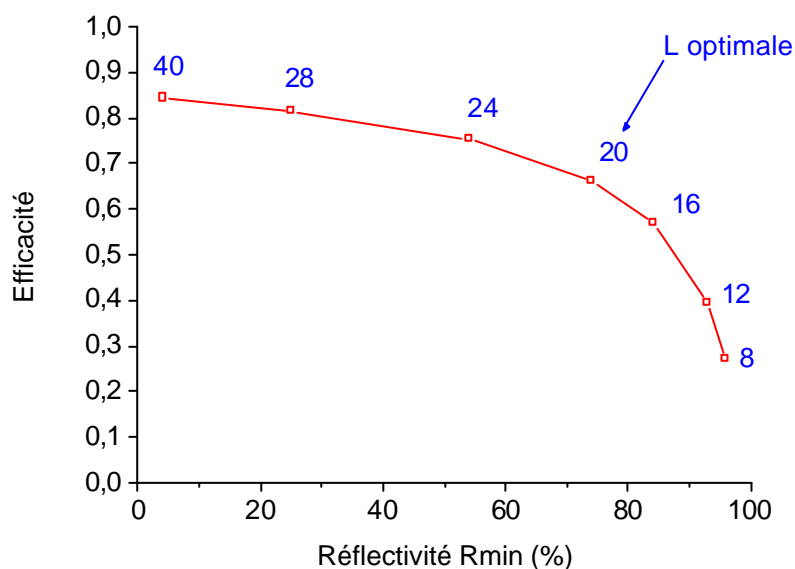


Figure III-13 : Laser à 1083 nm - Efficacité en fonction de la réflectivité du miroir R_{\min}
Les pertes mesurées en B et D sont de $1\% + 1\%$
Pompage co - Longueur optimale donnée pour chacun des points.

III - 3 *Le laser à 1083 nm pour le pompage de l'Hélium*

III-3-1 Contexte et spécification attendus - Le pompage optique de l'Hélium

Ce laser a été abondamment étudié car il correspond à un développement spécifique fait à Keopsys en partenariat avec le LKB (Laboratoire Kastler-Brossel) à l'ENS de Paris (Ecole Normale Supérieure). Il s'agit d'une nouvelle technique d'imagerie médicale des poumons par inhalation d'Hélium3 polarisé et détection par RMN (Résonance Magnétique Nucléaire) [160, 161].

Dans le cas étudié, la polarisation de l'Hélium3 s'effectue par pompage optique des transitions fines et hyper-fines. Le rayonnement incident sur la cellule de gaz doit être centré sur les longueurs d'onde d'absorption du gaz. D'autre part, le faisceau émis doit être circulairement polarisé. Afin d'accroître l'efficacité du pompage optique (nombre d'atomes d'hélium polarisés / nombre de photons polarisés), d'augmenter les volumes de gaz à polariser et de diminuer le temps de pompage, les puissances doivent être de l'ordre de, ou supérieures au watt. De plus, le laser doit être au moins aussi performant que les lasers solides existant (Laser LNA ou semi-conducteur DBR : Voir III-3-4) et doit donc dépasser les 2 W. Enfin, l'enveloppe spectrale de la lumière émise doit recouvrir au mieux le spectre d'absorption des atomes. Ce laser diffère principalement de ce qui a déjà été étudié par le passé de par cette spécificité [124]. L'Hélium étant présent sous forme gazeuse, le spectre d'absorption est le profil Doppler associé aux classes de vitesse des atomes. Toutes ces considérations sont à l'origine de la définition des caractéristiques du laser de pompage à réaliser (Tableau III-1).

Longueur d'onde centrale	1083,00 nm
Bande d'accordabilité	80 GHz
Emission	Continue
Polarisation linéaire	> 20 dB
Largeur d'enveloppe	1,5 – 2,0 GHz
Nombre de modes longitudinaux sous l'enveloppe spectrale	> 5
Puissance	> 2 W

Tab III-1 Récapitulation des caractéristiques du laser

III-3-2 Structure globale du laser :

Pour ce type de laser, la structure à deux étages Oscillateur + Amplificateur (Figure III-14) permet de dissocier la génération de puissance des autres caractéristiques du laser (ici, l'accordabilité et la largeur spectrale). On retrouve souvent cette structure dans la littérature et, en particulier, dans les cas où l'oscillateur est un laser à semi-conducteur. En effet, celui-ci est généralement de puissance relativement faible (< 300 mW). Nous verrons que, même dans le cas du laser à fibre choisi ici, nous ne pourrions excéder la centaine de mW pour l'oscillateur sans dégrader ses performances.

Nous ne décrivons, ici, que la partie oscillateur. L'étage amplificateur étant constitué lui-même de deux étages (Pré-amplificateur + Amplificateur de puissance).



Figure III-14 : Structure du laser 1083 nm : Oscillateur + Amplificateur

III-3-4 Structure de l'oscillateur :

Laser mono-fréquence ou laser multimode:

Dans le cas général (laser à fibre ou laser à semi-conducteur) la bande spectrale de fluorescence est grande devant l'ISL de la cavité, aussi les lasers sont fortement multimodes. On distingue alors les lasers mono-fréquence qui ne possèdent qu'un seul mode longitudinal oscillant, des lasers multimodes qui en comprennent plusieurs.

Les modes longitudinaux d'un laser sont ceux qui maintiennent la phase du champ EM après un aller-retour dans la cavité. Cela génère alors une modulation de l'intensité du signal le long de la fibre et donc une saturation spatiale du gain dans la cavité (Spatial Hole Burning). Dans une cavité, la modulation du gain va jouer le rôle d'un réseau. Quand le signal interagit avec le réseau, il est diffracté en partie dans une direction opposée à son sens de propagation. La partie diffractée va alors se superposer avec le signal initial, mais avec une phase différente. Cet effet a pour conséquence de détruire en partie l'effet du réseau et la cohérence du signal. Le gain devient alors plus uniforme le long de la cavité et favorise la présence d'autres modes longitudinaux dans la cavité.

En plus de ce phénomène, interviennent les effets d'élargissement homogène et non-homogène. L'élargissement non-homogène va favoriser aussi la présence d'autres modes dans la cavité en diminuant la compétition de gain entre eux [28].

Enfin, la cavité peut faire apparaître une compétition en polarisation si la biréfringence de la cavité n'impose pas de sélection de polarisation.

Pour avoir un laser mono-fréquence, il est donc indispensable de limiter la saturation spatiale de gain dans la cavité et l'élargissement non-homogène.

Plusieurs méthodes existent pour réduire le nombre de modes. La première consiste à s'assurer que l'ISL de la cavité soit supérieure à la largeur d'émission du milieu. L'émergence des réseaux de Bragg photo-inscrits dans la fibre a permis la réalisation de cavités extrêmement courtes directement dans la fibre dopée (typiquement, quelques centimètres) et l'obtention de lasers mono-fréquence [196]. La largeur de raie est alors de l'ordre du KHz [127]. La seconde consiste à effectuer un filtrage spectral. Cette sélection s'effectue généralement par couplage entre sous-cavités introduites dans la cavité initiale. Des étalons (cavités Fabry-Pérot de très faible largeur) ou des cavités d'extrémité permettent par effet Vernier de ne sélectionner qu'un seul mode longitudinal oscillant [202].

Nous reviendrons sur l'obtention de laser mono-fréquence dans le cas du laser en anneau (Voir III-4).

Réduction de l'enveloppe spectrale :

L'obtention d'une largeur de 2 GHz ne peut se faire qu'avec un laser multimode longitudinal. Dans ce cas, ce n'est plus un mode mais un ensemble de modes, aussi nous parlerons de largeur d'enveloppe définie par le profil d'intensité de chacun des modes longitudinaux existants. Les lasers fibrés dopés aux ions de terre rare sont donc bien adaptés. Cependant, il est nécessaire de contrôler précisément le nombre de mode oscillant.

Le premier laser utilisé pour cette application était un laser solide Nd :LNA pompé par lampe Flash [124]. Il est multimode transverse et multimode longitudinal. Sa puissance est de l'ordre de quelques watts. Malgré ses bonnes performances spectrales, ses principaux inconvénients

résident dans les grandes dimensions du dispositif et donc un manque de portabilité, son faible rendement et sa fragilité (optique en espace libre).

Pour atteindre la largeur de 2 GHz, il est possible d'utiliser un laser à semiconducteur de type DBR et d'effectuer un élargissement dynamique de la raie en modulant son courant [124, 126]. La dépendance de l'indice de réfraction avec la puissance optique dans le semi-conducteur va alors créer une modulation de la longueur d'onde (comme nous l'avons observée au paragraphe III-2-1 du chapitre 2). Pour avoir une bonne efficacité d'absorption, il est alors nécessaire de moduler à une fréquence supérieure à 10 MHz (le temps de vie des atomes étant de 0,1 μ s). L'efficacité du pompage est améliorée mais encore en deçà de ce qu'on peut espérer puisque toutes les classes de vitesses ne sont pas simultanément éclairées. Une amélioration substantielle réside en une modulation polyfréquence du laser afin d'éclairer plus efficacement toutes les classes de vitesse.

D'autres types de cavités permettent d'atteindre la largeur spectrale désirée. La plus commune est la cavité Litrow composée d'un réseau de diffraction. Le montage Litrow repose sur la réflexion de l'ordre -1 de diffraction du réseau. Le pas du réseau permet d'obtenir l'étalement spectral désiré et son orientation permet d'accorder la longueur d'onde. C'est le principe des sources à cavité externe accordable de laboratoire [203]. Le premier laser de ce type fut réalisé en 1986 [194]. Il permettait d'accorder un laser à fibre dopée Nd de 1070 à 1140 nm avec une largeur spectrale de 0,25 nm. Un laser du même type en fibre dopé Er accordable de 1510 à 1580 nm de 2 GHz de largeur spectral fut aussi réalisé en 1989 [195]. Le passage en espace libre et la mécanique associée rendent ce montage très sensible aux perturbations extérieures. D'autre part, les efficacités sont relativement faibles.

La solution toute fibrée a été privilégiée car moins complexe technologiquement et donc plus fiable. Elle repose sur l'utilisation de la cavité Fabry-Pérot classique, constituée de réseaux de Bragg fibrés adaptés et dont les divers paramètres sont précisément optimisés.

III-3-5 Accordabilité du laser et choix du réseau Rmax :

En plus de posséder ces spécificités de largeur spectrale, le laser doit être accordable.

L'accordabilité des lasers est devenue aisée avec l'introduction des réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres. En effet, toute variation de température, de compression ou de traction a pour conséquence de modifier mécaniquement le pas du réseau inscrit, et par la même, sa longueur d'onde centrale de réflexion. La traction des réseaux de Bragg est plus facile à réaliser que la compression, mais plus limitée. Il a été montré que l'on peut atteindre plus de 30 nm de variation en compression [193]. Dans notre cas, la plage nécessaire est relativement réduite (0,31 nm soit 80 GHz, Figure III-16). En collant la fibre dénudée sur un élément piezo adapté, on peut facilement atteindre 225 GHz comme le montre la figure III-15.

Ce principe amène à n'utiliser qu'un seul réseau sur lequel s'exerce l'accordabilité. Aussi, nous choisirons d'emblée, un réseau Rmax large bande (typiquement de 1nm) recouvrant au mieux la plage d'accordabilité du réseau Rmin.

Avec cette méthode, on peut sans problème décaler la longueur d'onde centrale du réseau Rmin au-delà de la bande de réflexion de Rmax. Cela conduit à l'apparition d'instabilités de puissance qui seront étudiées au paragraphe III-3-9 de ce chapitre.

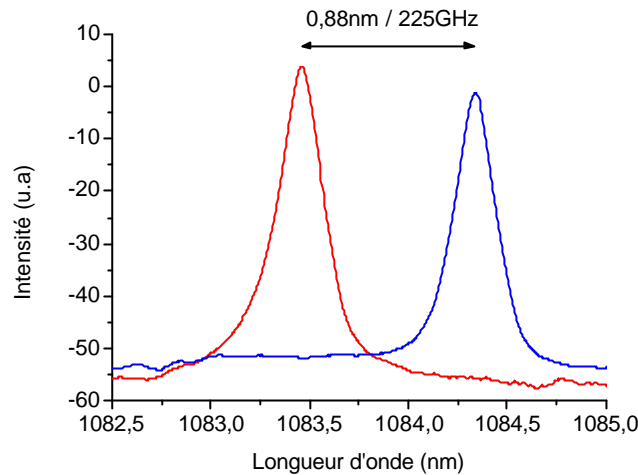


Figure III-15 : Laser à 1083 nm – Décalage de la longueur d'onde d'émission laser
Lorsque l'on étire un élément piezo-électrique (Rés 0,07 nm)

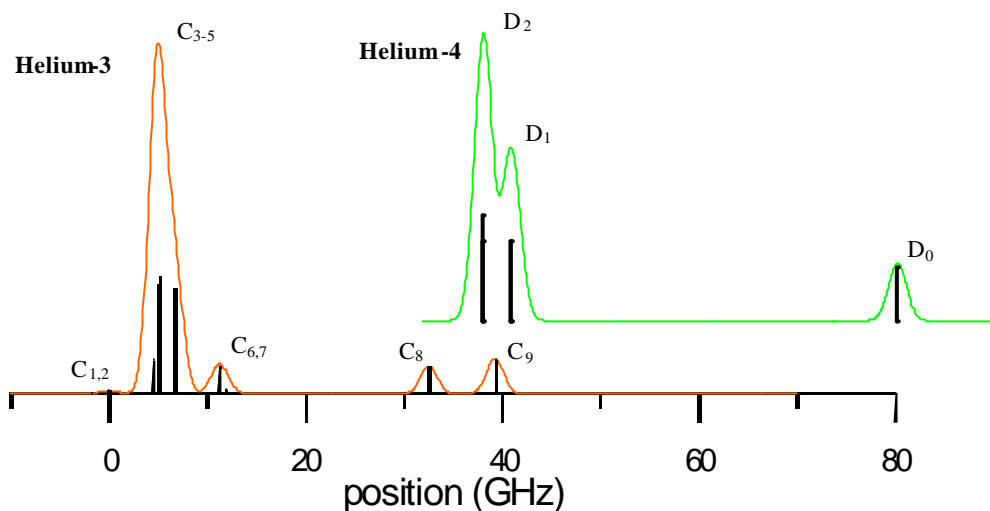


Figure III-16 : Spectre d'absorption de l'atome d'Hélium : structures fines (isotope He-4) et hyperfines (isotope He-3) de la transition à 1083 nm. Les traits indiquent les positions et intensités relatives des différentes transitions atomiques. Les courbes continues correspondent aux profils d'absorption dans un gaz à température ordinaire, où certaines transitions ne sont plus résolues à cause de l'élargissement Doppler.

III-3-6 Optimisation de la réflectivité du miroir Rmin :

Nous avons vu que, dans le cas d'une cavité à fortes pertes, la puissance émise est d'autant plus importante que la réflectivité du miroir Rmin est petite. De ce point de vue, il est donc optimal d'utiliser un miroir de quelques pourcents.

Cependant, nous allons voir que d'autres effets viennent influencer le choix de ces réflectivités. En particulier, la largeur de l'enveloppe spectrale et la stabilité temporelle sont des caractéristiques majeures du laser.

III-3-7 **Retour sur la notion de largeur spectrale :**

Nous utilisons donc le caractère multimode longitudinal du laser pour recouvrir une raie d'absorption du gaz. Le nombre de modes doit être le plus élevé possible pour considérer que la plus grande partie des classes de vitesses du gaz soient éclairées. Le problème est donc d'obtenir un profil spectral d'émission proche du profil Doppler.

Nous avons voulu mesurer la structure de mode de l'émission laser. Mais notre analyseur Fabry-Pérot ne nous permet pas de la résoudre suffisamment. Par exemple, avec une enveloppe d'émission de 1 GHz et un laser de 8 m (ISL de 12,5 MHz), pour ne pas avoir de recouvrement de spectre le Fabry-Pérot, devrait avoir un ISL supérieur à 2 GHz (Les 1 GHz étant mesurés à mi-hauteur) et une finesse supérieure à 300.

Nous avons, en fait, procédé à la mesure du spectre basse-fréquence. Ceci sera détaillé dans un prochain paragraphe.

Paramètres extrinsèques à la fibre ayant une influence sur la largeur de l'enveloppe :

On peut intuitivement supposer que le taux de pompage et la réflectivité des miroirs auront aussi une influence sur la largeur d'enveloppe comme on l'observe dans le cas d'un laser mono-fréquence. Mais il faudra aussi observer l'influence de la largeur spectrale de réflectivité des miroirs, le nombre de modes et les pertes de la cavité.

Le taux de pompage :

Le fait de pomper massivement au-dessus du seuil va rendre possible l'oscillation des modes les plus latéraux (faible réflectivité) en leur faisant dépasser le seuil d'oscillation laser. En revanche, on ne sait pas comment se comportera le milieu, c'est-à-dire quel sera le degré de compétition entre modes.

La réflectivité des miroirs :

Celle-ci joue un rôle important sur le coefficient de surtension de la cavité [28]. Le degré de saturation des modes dépend de ce paramètre.

La largeur de réflectivité des miroirs :

C'est la largeur de réflectivité des miroirs qui va limiter la largeur spectrale de l'enveloppe puisqu'en dehors de cette bande spectrale, le seuil d'oscillation sera trop élevé pour permettre l'émission laser. Si les deux miroirs ont des largeurs différentes, le plus fin imposera sa limitation.

Le nombre de modes :

Suivant le nombre de modes longitudinaux dans la cavité et de leurs espacement (lié à l'ISL du laser et à la largeur des réseaux de Bragg utilisés) ainsi que suivant la largeur homogène, la compétition si elle a lieu, aura des effets différents.

Les pertes de la cavité :

De même que la puissance de pompe va autoriser les modes les plus latéraux à osciller, les pertes auront l'effet inverse.

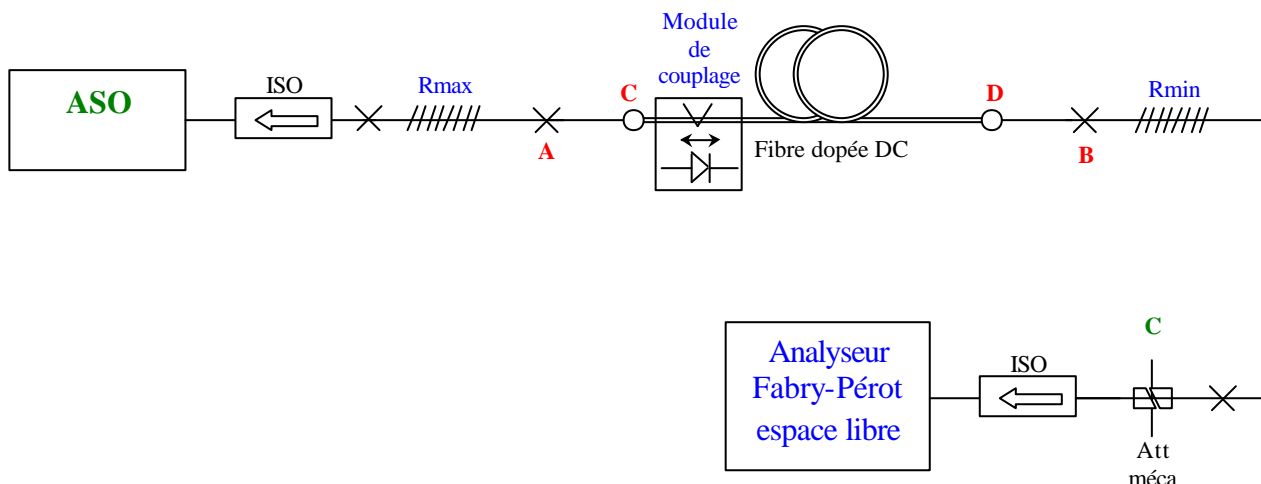


Figure III-17 : Schéma expérimental de caractérisation (configuration co-propagative)

Influence du taux de pompage et de la réflectivité de R_{min} :

Nous avons soudé différents réseaux de Bragg R_{min} ³ en s'assurant d'avoir les mêmes pertes par soudures (à 2 % près). En faisant varier la puissance de pompe injectée, nous avons mesuré les largeurs d'enveloppe au Fabry-Pérot d'analyse en espace libre (Figure III-17). Celui-ci a un intervalle spectral libre de 19 GHz et une finesse de 70. Nous avons corrigé les largeurs mesurées inférieures à 2 GHz pour tenir compte de la résolution du F-P. Celui-ci étant de construction artisanale, son réglage est délicat et pourrait entraîner des erreurs de mesure. Aussi, nous n'y avons pas retouché au cours de l'expérience.

Il apparaît que la largeur d'enveloppe augmente avec la puissance de pompe et avec la réflectivité du réseau de Bragg (Figures III-18 et III-19). C'est un comportement caractéristique d'un laser à élargissement non-homogène (Voir II-3-1 du chapitre 3).

En A et B (Figure III-18), nous constatons un saut. L'enveloppe s'élargit brusquement. La figure ne le montre pas, mais le saut a lieu sur une très faible plage de puissance (estimée à moins d'1 % de la puissance de pompe au point considéré). Celui-ci existe aussi en C et D même si on le distingue mal sur la figure. Quand on se trouve à la puissance seuil, le saut peut avoir lieu sous l'effet d'une faible biréfringence introduite ponctuellement dans la cavité laser (par un contrôleur de polarisation), ce qui montre que le gain est légèrement dépendant de la polarisation. Une analyse de la polarisation en sortie du laser ne nous a pas permis d'observer de changement significatif de la polarisation en sortie.

En faisant varier le CP pour d'autres points de la courbe, nous observons une faible variation (< 5 %) de la largeur de l'enveloppe. Ce point n'a donc pas encore trouvé d'explication.

Pour les faibles puissances de pompe, les courbes décroissent rapidement pour les réseaux X1 et X2 % et lentement pour les réseaux X3 et X4 % (Tous de largeur Y1 pm).

³ Les réflectivités des réseaux de Bragg utilisés ne sont données qu'en relatif pour des raisons de protection industrielle. $X1 < X2 < X3 < X4$ %. De même pour les largeurs $Y2 < Y1$ pm.

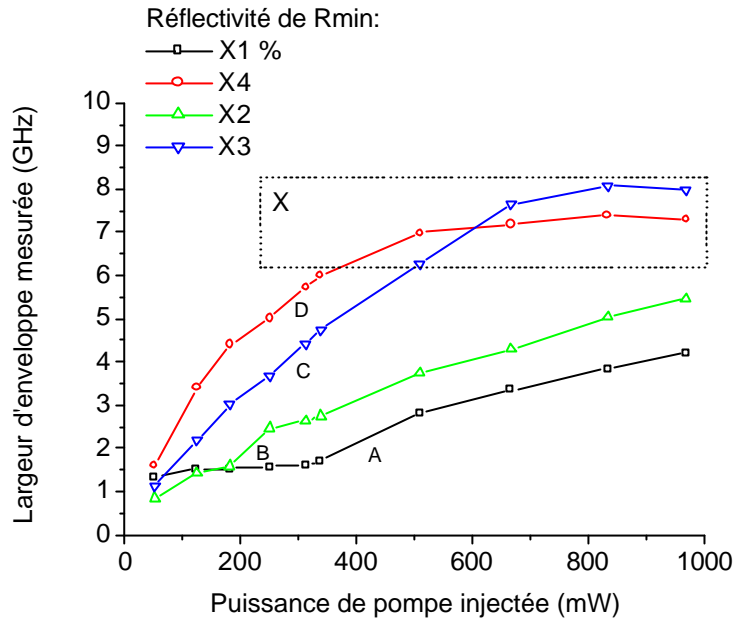


Figure III-18 : Laser à 1083 nm – Largeur de l'enveloppe spectrale en fonction de la puissance de pompe injectée.
 Comparaison entre différentes réfectivités de Rmin.
 En X : Zone de déformation de la largeur d'enveloppe.

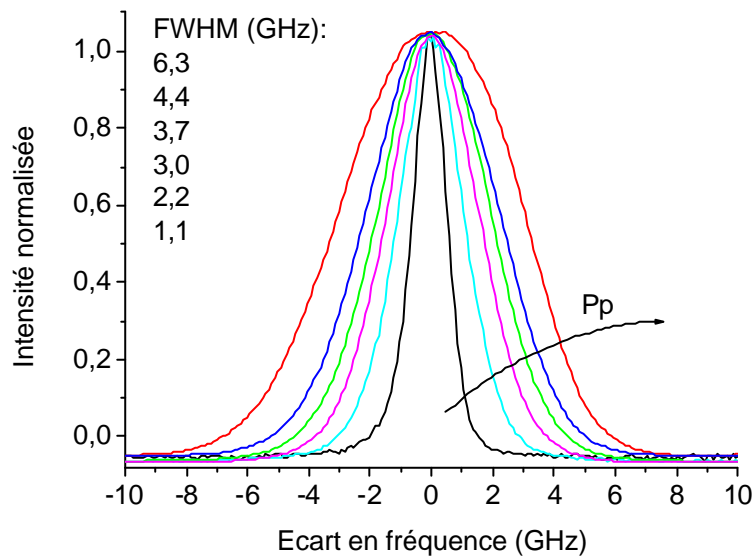


Figure III-19 : Laser à 1083 nm – Largeur de l'enveloppe spectrale en fonction de la puissance de pompe injectée.
 $R_{min} = X3 \% / Y1 \text{ pm}$ - P_p varie de 50 à 500 mW.

Domaine des fortes puissances de pompe :

L'encadré X de la figure III-18 montre que les deux courbes se chevauchent et atteignent asymptotiquement une largeur d'enveloppe d'environ 8 GHz. C'est à rapprocher de la déformation de la forme de l'enveloppe constatée avec le réseau X3 % / Y1 pm (Figure III-20). L'enveloppe devient dissymétrique. Chaque réseau donne cependant des formes différentes. Ceci conduit à supposer que c'est le réseau lui-même qui vient limiter l'évolution normale de sa largeur d'enveloppe. La figure III-21 représente (Voir note 3 page précédente) l'enveloppe à 1 W de pompe dans le profil de réflexion d'un réseau de Bragg théorique de réflectivité et de largeur identique à celui utilisé dans l'expérience.

On voit que les tailles relatives des deux profils deviennent très proches. Nous n'avons pas pu mesurer le profil exact de réflexion du réseau de Bragg car nous sommes limités par la résolution de notre analyseur de spectre optique (0,07 nm soit 18 GHz). Il est tout à fait possible que le réseau présente lui-même une dissymétrie de son profil de réflexion.

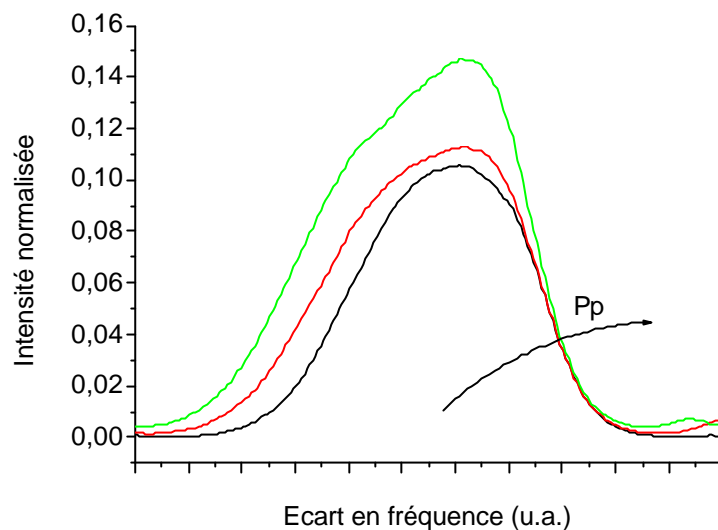


Figure III-20 : Laser à 1083 nm – Largeur de l'enveloppe spectrale en fonction de la puissance de pompe injectée
 $R_{min} = X3 \% / Y1 \text{ pm}$ - P_p varie de 0,68 W à 1 W

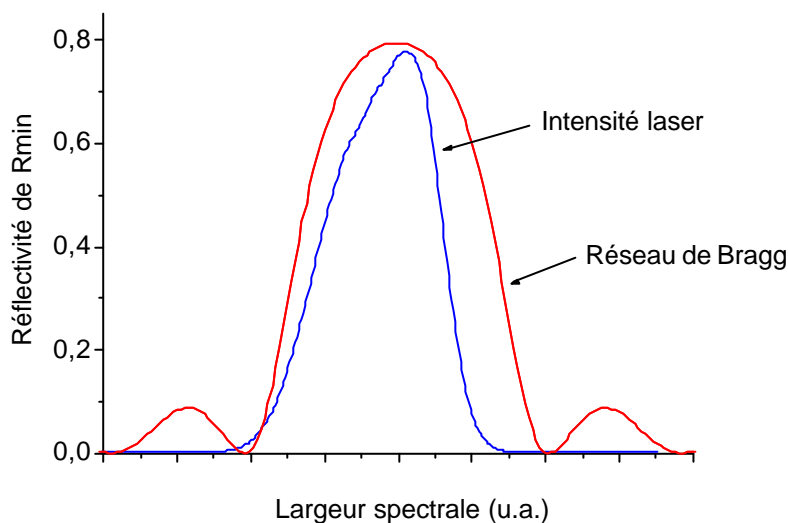


Figure III-21 : Intensité laser mesurée à $P_p = 1 \text{ W}$ et Réflectivité (Théorique) du réseau R_{min}

En revanche, nous pouvons mesurer le profil de réflexion du réseau R_{max} , puisqu'il est bien supérieur à la résolution de notre ASO (Figure III-22). Nous voyons clairement une modulation de la réflectivité. Ceci n'est pas surprenant pour les réseaux de Bragg inscrit par masque de phase. Le faisceau laser (ou des miroirs) est, dans ce cas, translaté le long de la fibre et peut être soumis à toutes sortes de perturbations. Ceci n'a pas d'incidence sur la puissance de sortie lors de l'accord en longueur d'onde. En effet, les variations de réflectivité sont importantes par rapport à la transmission du R_{max} (50 %) mais extrêmement faibles (0,04 %) par rapport à celle du R_{min} !

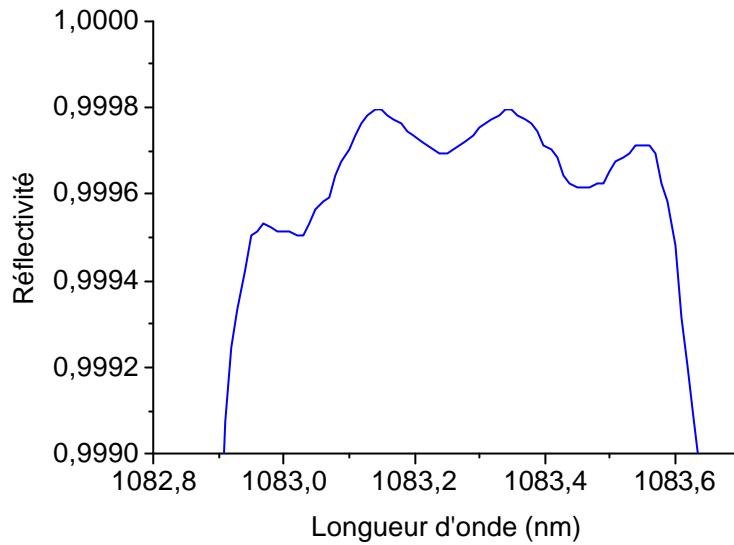


Figure III-22 : Détail de la réflectivité mesurée du réseau Rmax

Puissance émise :

Les courbes de puissance émise en fonction de la puissance injectée dans la fibre (Figure III-23), montrent que les efficacités sont d'autant plus importantes que la réflectivité est petite, comme nous l'avons déjà vu précédemment. Le seuil suit une variation normale lui aussi, puisqu'il est d'autant plus important que la réflectivité est petite. Les courbes s'arrondissent en s'approchant du seuil. Cela provient de la mauvaise optimisation de la température de la diode de pompe. Le courant étant inférieur à 1 A, les températures devraient être supérieures à 35 °C, pour être optimales. Nous n'avons pas été au-delà de cette température afin de ne pas endommager la diode.

Sans dépasser les 2 GHz, il est tout de même possible d'obtenir des puissances entre 70 et 150 mW, ce qui est nettement suffisant pour saturer efficacement le second étage d'amplification.

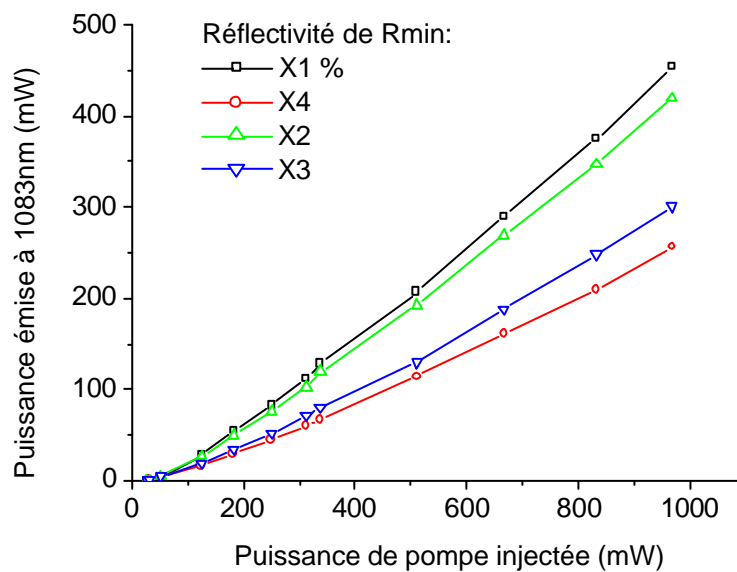


Figure III-23 : Laser à 1083 nm - Puissance émise en fonction de la puissance de pompe injectée
Comparaison entre différentes réflectivités de Rmin

Influence de la largeur de réflectivité de R_{min} :

Nous avons utilisé deux réseaux de Bragg de réflectivité identique X4 % mais disposant des largeurs de réflectivité différentes. Le second étant deux fois moins large que le premier ($Y2 = 2 \cdot Y1$ pm). La figure III-24 montre qu'en augmentant la largeur de réflectivité du réseau de Bragg, la largeur de l'enveloppe spectrale augmente elle aussi. On retrouve une variation proche de celle avec le réseau X1 %/ Y1 pm. Pour les fortes valeurs de la puissance, le phénomène de saturation se fait moins sentir. Nous constatons toujours l'existence d'un décrochement (En D0 et D1).

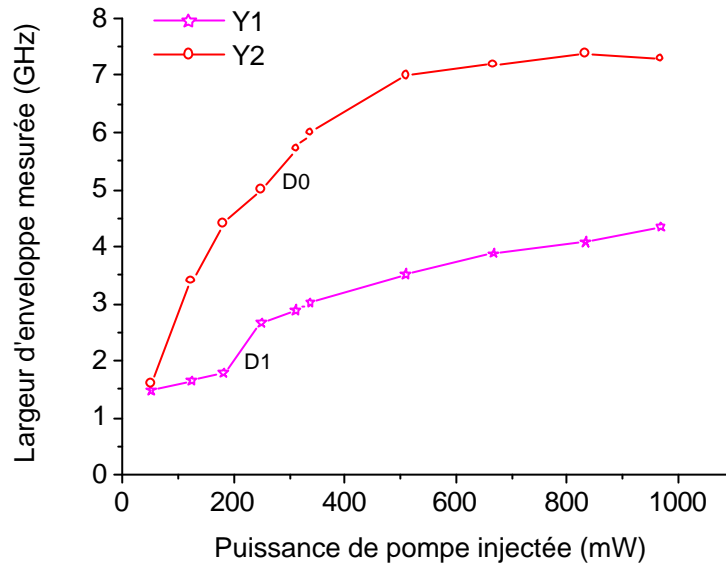


Figure III-24 : Laser à 1083 nm – Largeur de l'enveloppe spectrale en fonction de la puissance de pompe injectée
Comparaison entre différentes largeurs de réseau R_{min} ayant une réflectivité identique

Le nombre de modes:

Le nombre de modes simultanément présents sous l'enveloppe spectrale dans la fenêtre de mesure (temps de vie des atomes d'hélium), est un des paramètres les plus importants pour avoir un bon pompage optique. Le plus de classes de vitesse doivent être concernées, et donc le nombre de modes doit être le plus grand possible.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la mesure au Fabry-Pérot d'analyse n'était pas possible avec le matériel existant. Aussi, nous avons utilisé une mesure du spectre basse-fréquence (HP8590A:10 KHz – 1,5 GHz) en effectuant un balayage lent et pour deux résolutions différentes. Cette mesure ne donne pas le nombre de modes mais en rend compte qualitativement. En effet, l'existence d'un peigne de modes à la fréquence optique séparés par l'ISL de la cavité correspond dans le domaine fréquentiel basse fréquence (de l'ordre de l'ISL) à un peigne de fréquence correspondant au battement des diverses fréquences entre elles. Aussi, plus le nombre de modes est important, plus les fréquences de battement s'étaleront dans les basses fréquences. Les variations d'intensités des diverses fréquences rendront compte de la variation des intensités de certains modes par rapport à d'autres. D'autre part, la largeur d'une composante du peigne basse fréquence sera théoriquement reliée au nombre de modes présent simultanément dans une fenêtre temporelle donnée.

L'intervalle de temps de référence considéré sera celui du temps de vie de l'atome d'Hélium dans la cellule. Il est de l'ordre de 0,1 μ s. Aussi, nous effectuerons un relevé du spectre basse-fréquence avec une résolution de 10 MHz pour tenir compte de l'application, et, avec

300 KHz de résolution, pour analyser plus finement le spectre. La vitesse de balayage de la plage de fréquence est de 20 ms.

Nous avons utilisé un détecteur InGaAs de fréquence de coupure à environ 0,7 GHz et un analyseur de spectre électrique de 1,5 GHz de bande passante.

Le spectre A (Figure III-25) fait apparaître une multitude de fréquences décroissantes d'intensité à partir de 400 MHz. Cette décroissance provient de la bande passante de notre détecteur.

Le spectre B est un agrandissement du spectre A. Il montre les fréquences correspondant au battement entre modes longitudinaux. Les fréquences sont séparées de 8 MHz et correspondent à la différence spectrale entre deux modes longitudinaux consécutifs et donc reliés à la longueur de la cavité. Cela nous donne une longueur de 12,5 m, ce qui correspond effectivement à la longueur de notre fibre dopée et des sections de fibre non dopée contenant les réseaux de Bragg.

Le spectre C montre le même type de spectre qu'en B mais avec une moins bonne résolution. Les fréquences de battement sont tout de même résolues. Pendant 1/10 MHz (0,1 μ s), nous mesurons donc ces fréquences de battement, ce qui permet de dire qu'à l'échelle de temps des atomes d'Hélium, le gaz reçoit un spectre très multimode. En considérant que tous les modes sont vus par les atomes, cela donne environ 100 modes sous une enveloppe de 2 GHz.

Le spectre B permet de discriminer des pics secondaires. Nous reviendrons ultérieurement sur l'origine de ces pics.

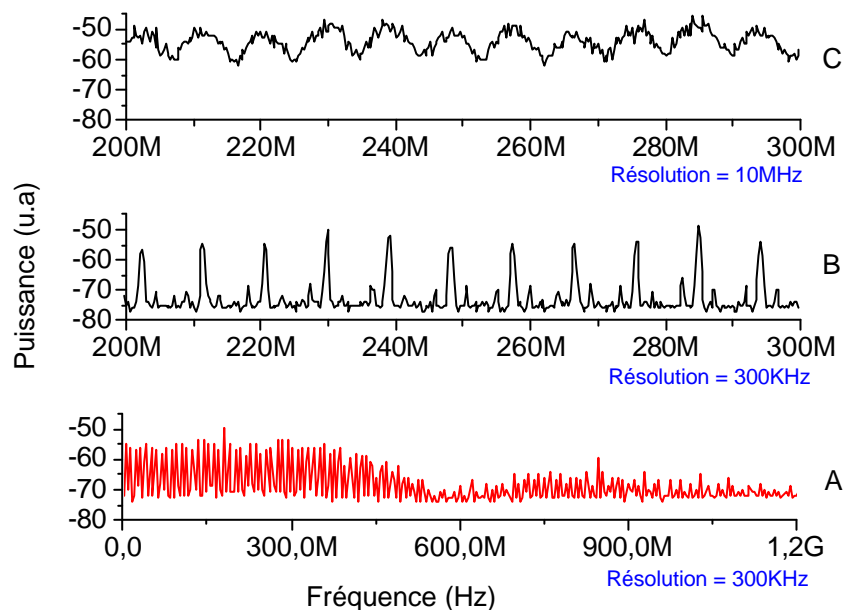


Figure III-25 : Laser à 1083 nm – Spectre basse fréquence
Spectre C : 200 à 300 MHz - Résolution 10 MHz
Spectre B: 200 à 300 MHz – Résolution 300 KHz (Agrandissement du spectre A)
Spectre A : 0 à 1200 MHz – Résolution 300 KHz

Les régimes de fonctionnement :

En augmentant progressivement la puissance de pompe, on observe une émission laser non continue. En fait, trois régimes de fonctionnement peuvent être qualitativement observés. Nous les dénommerons régime instable, intermittent et stable.

L'augmentation de la puissance de pompe permet de passer du régime instable au régime dit 'intermittent' puis au régime stable comme le montre la figure III-26.

Le régime dit 'instable' est composé d'une succession d'impulsions d'intensités plus ou moins importantes. Nous ne décelons aucun fond continu, les impulsions partent de zéro.

Le régime dit 'intermittent' est composé de séquences d'impulsions (en A) séparées par des fluctuations beaucoup moins marquées (en B) autour d'une valeur moyenne non nulle (0,6).

Le régime dit 'stable' est encore composé de fluctuations d'intensités mais elles sont d'autant moins marquées que l'on pompe davantage le milieu. Ces fluctuations s'effectuent autour d'une valeur moyenne augmentant avec la puissance de pompe (1,3 ici).

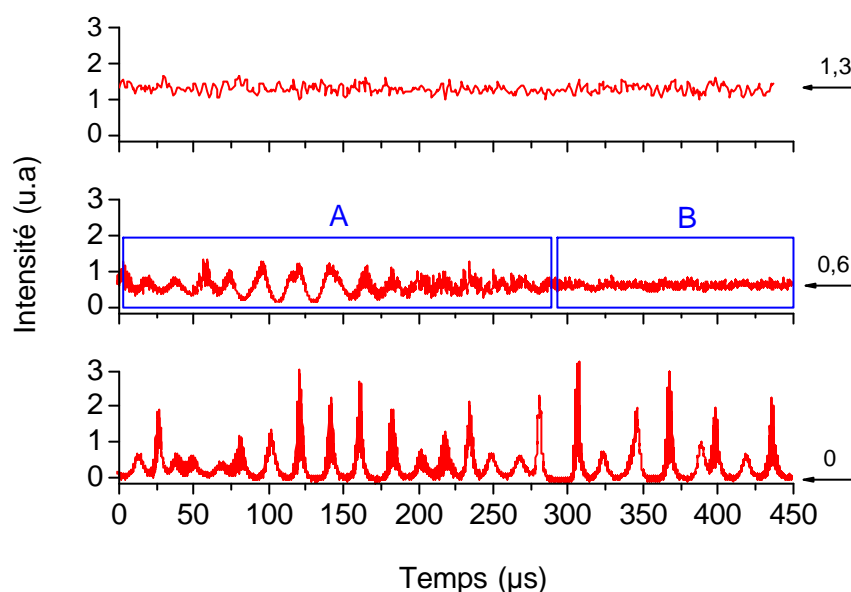


Figure III-26 : Traces temporelles des trois régimes de fonctionnement identifiés :

En haut nous avons le régime stable

Au centre le régime intermittent

A étant une oscillation de relaxation et B un retour au régime stable

En bas, le régime instable

Le spectre basse-fréquence (Figure III-27) permet de voir que dans le régime intermittent, des sous-ensembles de modes disparaissent et ré-apparaissent au cours du temps. La résolution étant de 300 KHz, cela montre qu'au cours du balayage de l'analyseur (qui est de 20 ms), le laser émet en continu pendant quelques millisecondes (B : Les modes sont alors successivement présents et les fréquences de battement apparaissent), puis émet des impulsions pendant encore quelques millisecondes (A : Les modes disparaissent et les fréquences de battement aussi), cela de façon intermittente. Les durées des intermittences pendant lesquelles le laser est dans un régime stable ou instable est très variable.

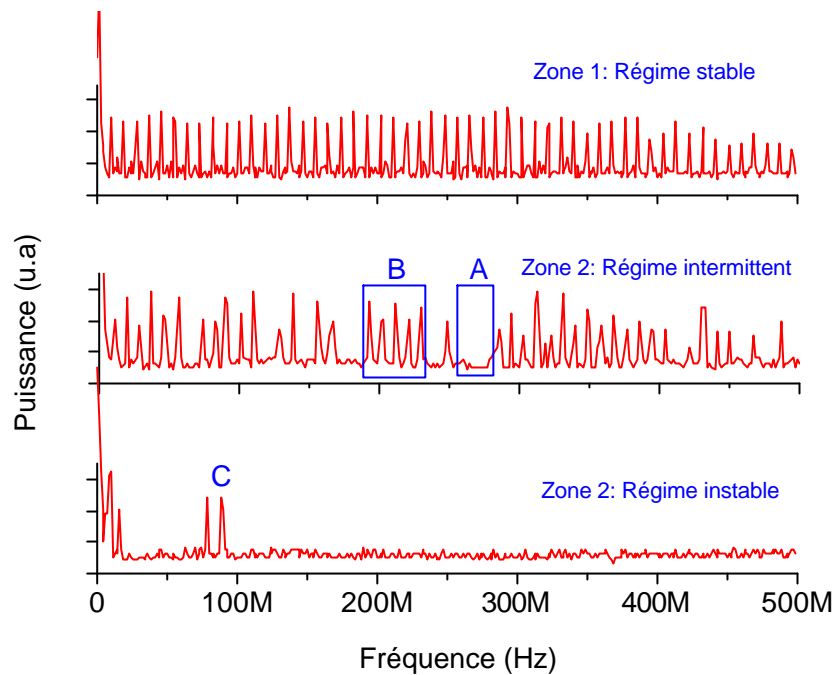


Figure III-27 : Spectres BF (résolution 300 KHz, balayage 20 ms) des trois régimes de fonctionnement identifiés:
 En haut, nous avons le régime stable
 Au centre, le régime intermittent
 En bas, le régime instable

Dans le régime instable, des pics apparaissent par instant à certains endroits (en C) dans la bande de 0-500 MHz. En variant la vitesse de balayage, le nombre de fréquence observées est plus ou moins important. Cependant, le nombre de fréquences présentes est beaucoup plus important entre 0 et 200 MHz, qu'entre 200 et 500 MHz. Cela montre que dans ce régime, une très faible quantité de modes oscillent simultanément (dans la fenêtre temporelle de mesure de 0,1 μ s) donnant naissance qu'à une ou deux fréquences de battement. Ces oscillations sont émises aléatoirement sous l'enveloppe de réflectivité des réseaux de Bragg et leurs fréquences de battement sont donc réparties de manière aléatoire sur le spectre basse fréquence.

Influence des pertes aux soudures :

Nous avons fait varier les pertes sur la soudure B et utilisé un miroir Rmin de 80 %/Y1 pm.

Les pertes introduites en B sont de 1,8 à 4 dB soit de 34 à 60 %.

En augmentant progressivement la puissance de pompe injectée, nous observons la même succession des régimes de fonctionnement. En notant les frontières entre régimes instable/intermittent et intermittent/stable, nous voyons clairement le domaine de stabilité du laser en fonction des pertes introduites (Figure III-28). Nous reviendrons sur les instabilités en observant, de manière plus fine, la dynamique du laser.

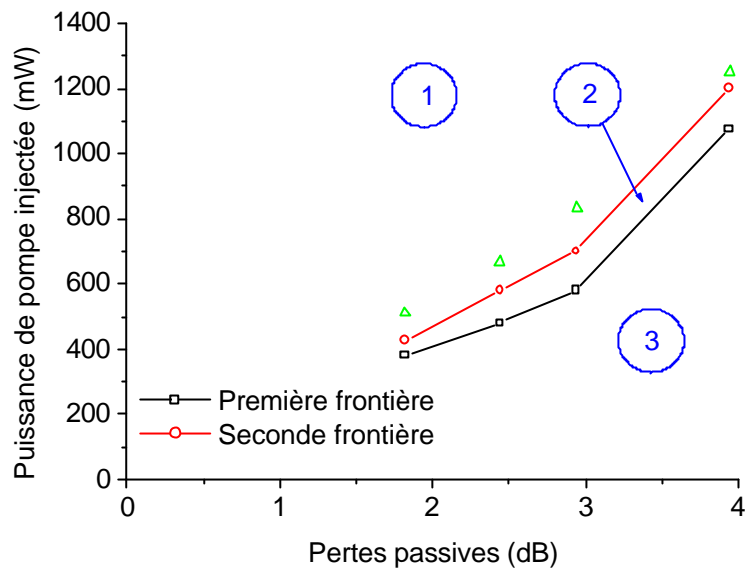


Figure III-28 : Laser à 1083 nm – Puissance de pompe injectée aux frontières des domaines de stabilité en fonction des pertes aux soudures en simple passage
 Les triangles indiquent les premiers points de mesure de largeur d'enveloppe de la figure III-29
 Domaine 1 : Stable
 Domaine 2 : Régime intermittent
 Domaine 3 : Instable

Pour les valeurs de pompe dans le domaine de stabilité (triangle du domaine 1 figure III-28), les largeurs spectrales mesurées augmentent avec la puissance de pompe (Figure III-29). On retrouve une variation identique à celle observée à plus faible pertes (figures III-18 et III-24). Nous ne disposons cependant pas de puissance de pompe suffisante pour faire apparaître le phénomène de saturation de la largeur (domaine X de la figure III-18). La largeur spectrale mesurée lorsque qu'on vient juste de franchir la seconde frontière (triangles sur la figure III-27) est plus petite que la largeur mesurée à très faible perte. Par exemple, avec 2,94 dB de pertes, la mesure faite à 825 mW de pompe donne une largeur de 4 GHz alors qu'on avait 7,5 GHz (figure III-18).

D'autre part, quand les pertes augmentent, on voit que la largeur spectrale diminue à puissance de pompe constante.

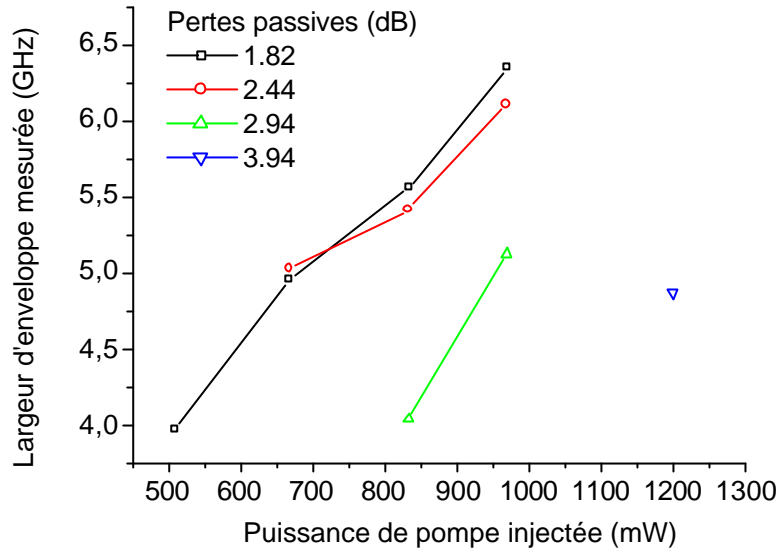


Figure III-29 : Laser à 1083 nm – Largeur d'enveloppe en fonction de la puissance de pompe injectée pour différentes pertes aux soudures simple passage (dB) introduites après passage dans les domaines 3 puis 2 de la figure III-28.

La durée de vie du champ dans la cavité est un paramètre fondamental pour étudier la dynamique des lasers [129, 147, 28]. Nous avons vu que les pertes modifient le seuil d'apparition des instabilités dans la cavité (frontière 1). Il est intéressant d'exprimer la durée du champ dans la cavité en tenant compte des réflectivités et donc des pertes totales. La durée du champ s'exprime par :

$$\tau_c = -2 n L / [c \ln((1-a)^2 R_{\min} R_{\max})] \quad (3-32)$$

avec a les pertes passives simple passage (en %) comprenant les pertes aux soudures et les pertes passives de la fibre.

Cela permet de faire un graphique (Figure III-30) donnant les risques d'instabilités suivant les couples (Pertes aux soudures, R_{\min}) en considérant $R_{\max} = 100\%$. En effet, plus grand est le temps de vie du champ dans la cavité, plus grand est le coefficient de sur-tension, et donc plus faibles sont les risques d'instabilités. En fait, la puissance de pompe permettant de sortir du domaine 3 sera d'autant plus petite que le temps de vie du champ est grand.

Nous avons placé les points issus des mesures précédentes sur le graphique. La réflectivité du réseau étant de 80 % et les pertes variant de 34 à 60 %. Nous voyons, qu'il est vraiment nécessaire de travailler avec de très faibles pertes dans la cavité si nous voulons réduire fortement (voire annuler) la puissance de pompe au seuil de stabilité (seconde frontière) et par la même obtenir une largeur d'enveloppe commençant bien en dessous des 2 GHz.

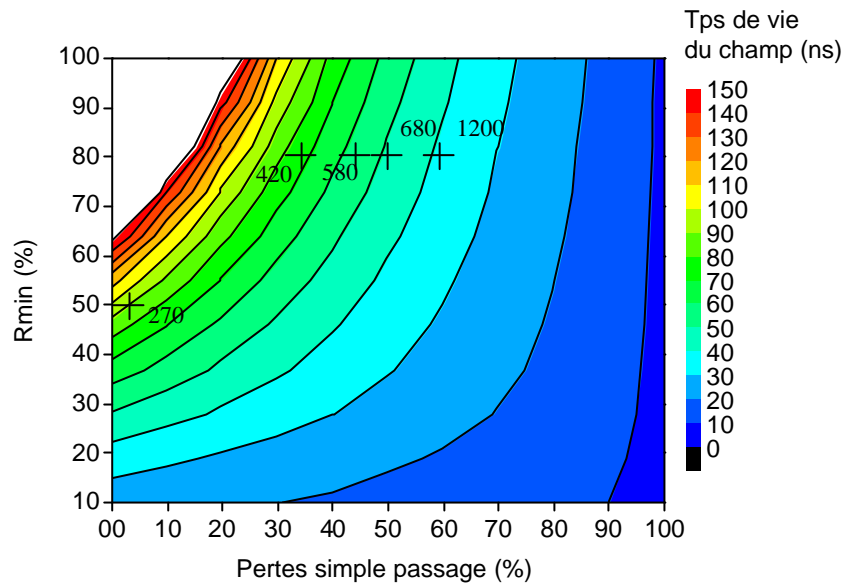


Figure III-30 : Temps de vie du champ dans la cavité en fonction des pertes aux soudures en simple passage et de la réflectivité R_{min} ($R_{max} = 100\%$). Croix : Puissance de pompe nécessaire pour être dans le domaine de stabilité

III-3-8 Résultats du modèle numérique:

Nous avons présenté le modèle numérique dans la section précédente. Nous nous sommes borné à l'étude d'un laser homogène.

Forme de l'enveloppe :

La figure III-19 montre clairement l'évolution de la largeur de l'enveloppe spectrale avec la puissance de pompe dans le cas du réseau X3 % / Y1 pm. La forme semble plus proche d'une Gaussienne que d'une Lorentzienne comme le montre la figure III-31. Cependant, il est délicat de se prononcer catégoriquement. Le modèle quant à lui, donne une forme quasiment Gaussienne de l'enveloppe (Figure III-32).

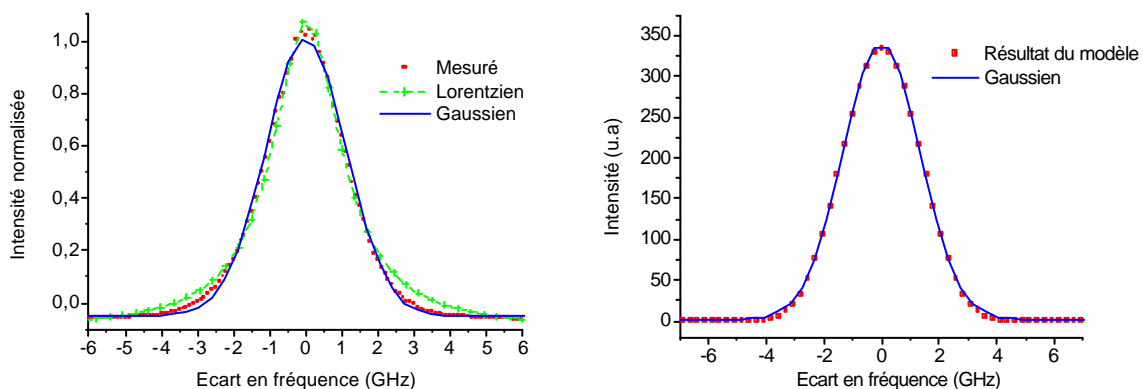


Figure III-31 : Forme de l'enveloppe spectrale
A gauche : Enveloppe mesurée
A droite : Enveloppe calculée

En injectant dans notre modèle une dissymétrie volontaire du réseau Rmin, nous avons constaté aussi une déformation de l'enveloppe. Cela vient confirmer notre hypothèse supposant que la forme de l'enveloppe émise tends à épouser la forme du réseaux Rmin, celui-ci limitant par la même, la largeur de l'enveloppe spectrale du laser.

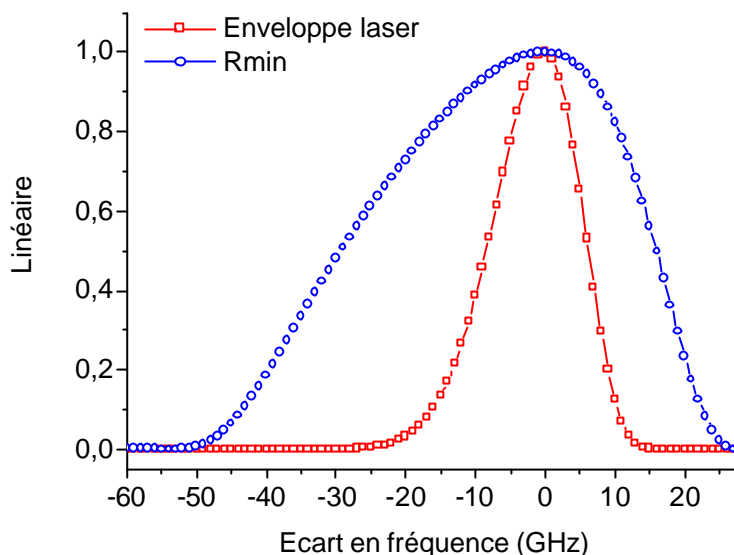


Figure III-32 : Influence de la forme du réseau Rmin sur l'enveloppe spectrale

La réflectivité et la puissance de pompe :

Nous avons constaté une augmentation de la largeur d'enveloppe avec la réflectivité de Rmin. Le modèle donne une variation inverse (Figure III-33). Il en est de même pour la puissance de pompe. Les résultats du modèle sont tout à fait classique dans le cas d'un système homogène. C'est ce que l'on observe, par exemple, dans les lasers à semi-conducteur. Or, notre modèle repose justement sur un milieu homogène. Ces résultats ne sont donc pas surprenants. Dans le cas d'un milieu homogène, la compétition de gain s'effectue sur tous les ions en même temps. Nous avons un même « réservoir d'ions » (une même classe d'ion). Aussi, lorsqu'une fréquence d'oscillation est discriminée, tous les ions auront tendance à osciller sur cette fréquence. L'effet de résonance tendra à augmenter ce nombre d'ion oscillant à cette fréquence et donc à discriminer davantage cette fréquence vis-à-vis des autres.

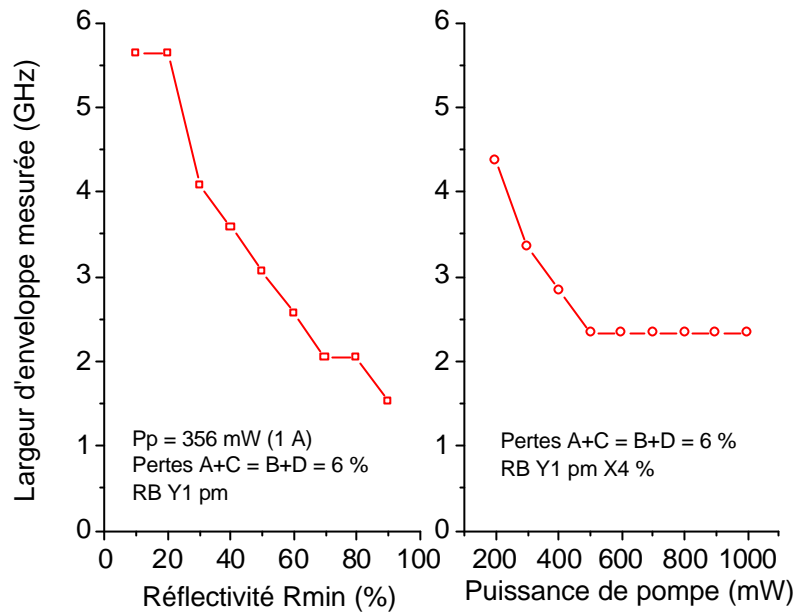


Figure III-33 : Influence de la réflectivité de Rmin et de la puissance de pompe sur la largeur d'enveloppe calculée.

Les pertes aux soudures :

Nous avons observé expérimentalement une diminution de la largeur d'enveloppe avec les pertes dans la cavité. Le modèle fait apparaître la même variation (Figure III-34). Il existe cependant des différences importantes quantitativement. Ces résultats sont surprenant, car l'augmentation des pertes passives ou au miroir devrait avoir des effets similaires sur la largeur d'enveloppe. Nous n'avons pu trouver d'explication à cette différence de comportement dans le modèle.

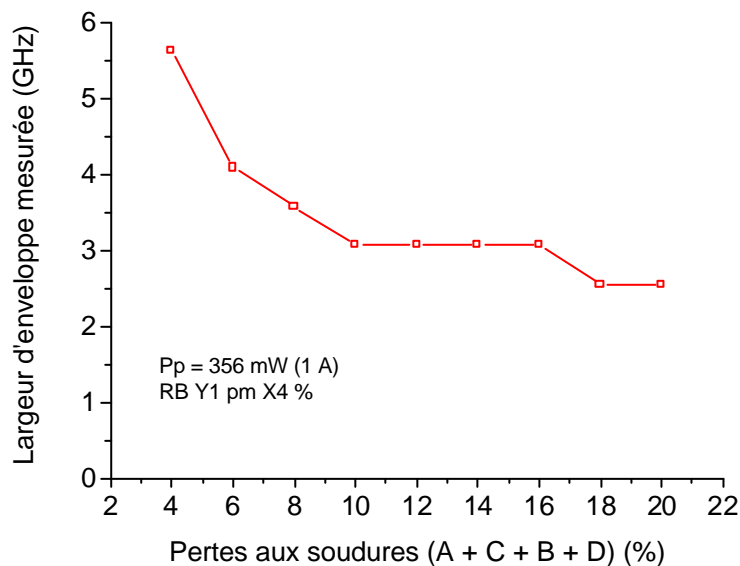


Figure III-34 : Influence des pertes aux soudures sur la largeur d'enveloppe calculée.

La largeur de réflectivité de Rmin :

La largeur d'enveloppe augmentait avec la largeur spectrale de réflectivité du réseau Rmin.

Il en est de même avec le modèle (Figure III-35). En fait, que le système soit homogène ou non-homogène, la largeur de réflectivité du réseau de Bragg va influencer la largeur d'enveloppe finale du laser de façon similaire.

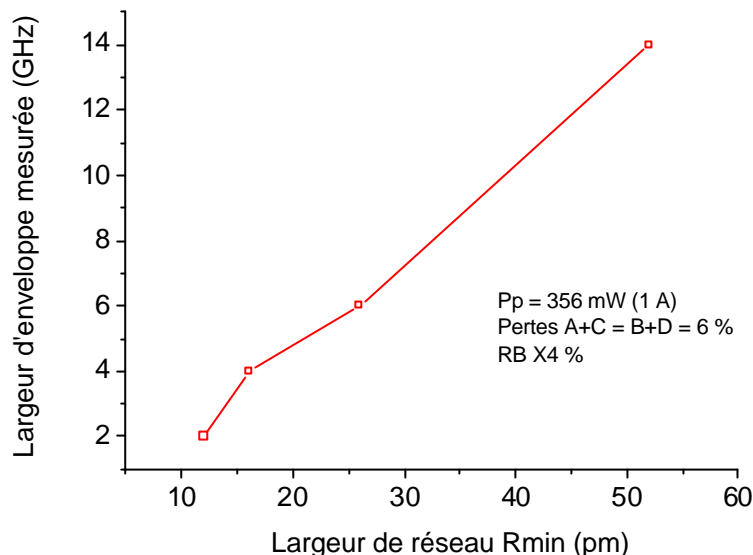


Figure III-35 : Influence de la largeur du réseau Rmin en picomètre sur la largeur de l'enveloppe calculée.

Conclusion :

Le modèle utilisé reproduit partiellement les comportements observés. Cette différence provient de la considération du milieu comme étant homogène pour le modèle, alors qu'il se comporte plutôt comme un milieu non-homogène, tout du moins dans le domaine spectral considéré (Voir II-4-4 du Chapitre 1). Il semble que la largeur homogène soit donc du même ordre de grandeur, ou plus petite que la plus petite largeur mesurée, c'est-à-dire 1 GHz.

III-3-9 Retour sur la dynamique du laser (Le domaine instable):

Désaccord spectral des réseaux Rmax et Rmin:

Une autre source d'instabilité provient du décalage des réseaux de Bragg Rmin et Rmax. Quand celui-ci se trouve centré sur le flanc du réseau Rmax, le laser devient instable. Une mesure du spectre optique au Fabry-Pérot d'analyse montre que le laser présente des sauts de modes importants, et que l'émission se fait alternativement sur quelques modes présents sous le réseau Rmin (Voir figure III-36). Au dessus de 270 mW de pompe, le laser redevient stable. On a calculé le temps de vie dans la cavité et placé le point sur le graphique de la figure III-30. La puissance seuil mesurée est, de plus, tout à fait cohérente avec la figure III-28 si l'on prolonge artificiellement la seconde frontière jusqu'aux valeurs de pertes inférieures à 1 dB. Si on augmente encore l'étirement du réseau, il apparaît un saut de mode de 9 GHz.

Le réseau Rmax est constitué de lobes latéraux importants (Figure D-2 de l'annexe D). Les deux premiers lobes latéraux atteignent 60 % de réflexion. En étirant Rmin, il est possible de traverser ce domaine. Le saut de 9 GHz correspond à l'émission sur un des lobes secondaires du réseau Rmax. L'écart de fréquence entre le lobe principal et le pic du lobe secondaire du

réseau est lui d'environ 25 GHz. Cela montre un phénomène d'accrochage de l'émission laser sur les lobes latéraux du réseau Rmax.

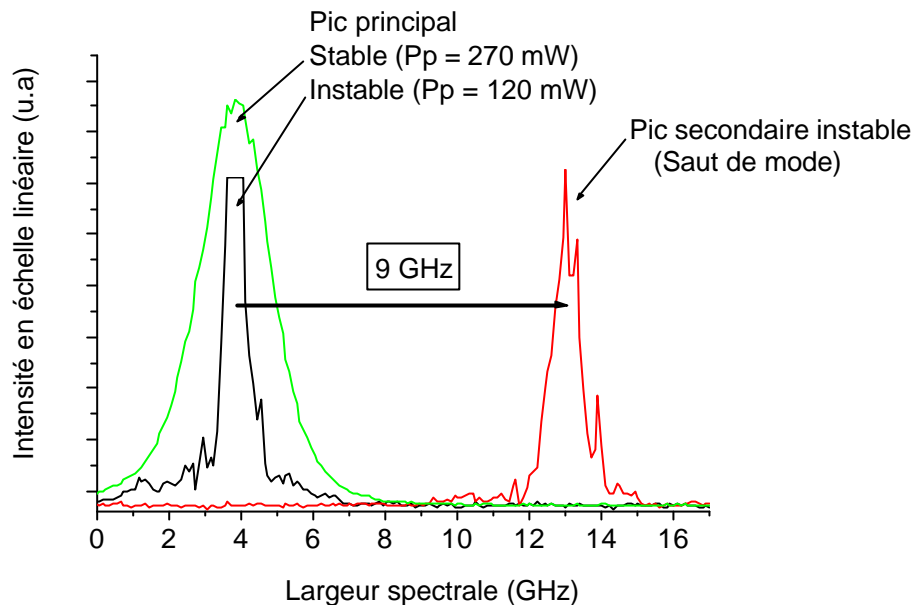


Figure III-36 : Effet du passage du mode instable au mode stable sur la forme spectrale de l'enveloppe.
Effet de l'étirement du réseau Rmin par rapport au réseau Rmax : Saut de mode décalé de 9 GHz.

Oscillations de relaxation et taux de pompage :

Le temps d'extinction et le temps d'émission varient avec le pompage. En augmentant la puissance de pompe, les impulsions sont de plus en plus rapprochées temporellement. Près du seuil d'émission de la diode laser de pompe, des impulsions sont générées toutes les 20 à 30 μs tandis que, près de la première frontière, les intervalles sont de 2 à 6 μs comme le montre la figure III-37. Ce phénomène a déjà été rencontré dans le cas du laser à fibre dopée Erbium [15, 16].

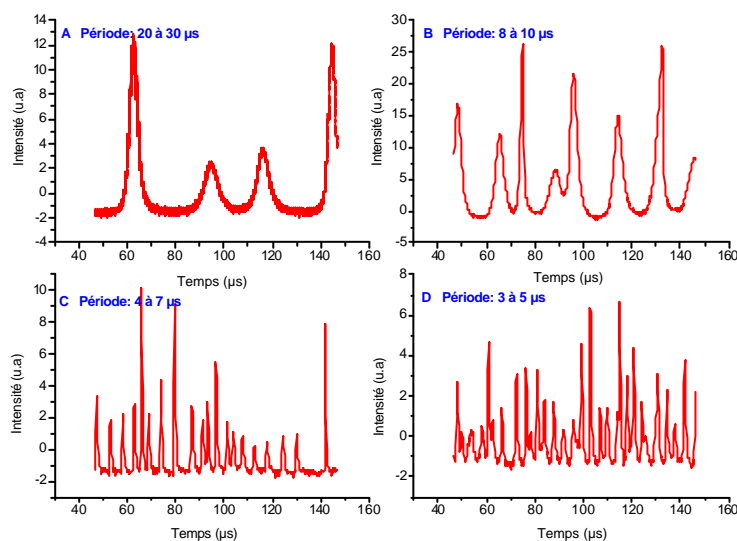


Figure III-37 : Zone 3 : De A à D augmentation de la puissance de pompe (80, 130, 200, 270 mW)

Cela permet aussi de déduire la fréquence de relaxation des oscillations [28, 147] par l'expression :

$$f_{rel} = \frac{1}{t_{rel}} = \sqrt{\frac{r-1}{t_c} \frac{1}{t_2}} \quad (3-33)$$

avec : r le taux de pompage ($r = P_p / P_{p_{seuil}}$)

t_c le temps de vie du champ dans la cavité (Calculé précédemment)

t_2 le temps de vie de la population du niveau excité (0,81 ms)

La puissance de pompe au seuil est de 70 mW. La figure III-38 donne les périodes des oscillations de relaxation obtenus à partir de cette dernière relation. On retrouve l'ordre de grandeur des périodes d'oscillations mesurées.

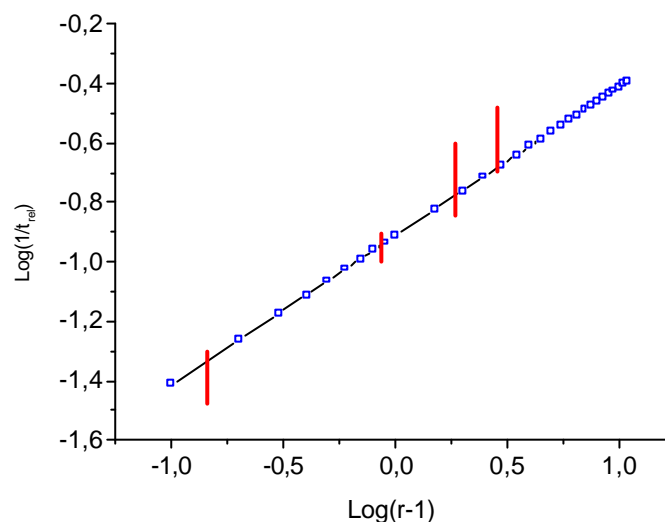


Figure III-38 : Périodes des oscillations de relaxation en fonction du taux de pompage pour $R_{min} = 80 \%$ et Pertes aux soudures simple passage = 10 %
Symboles et trait continu : Relation 3-33
Traits verticaux : Résultats pour les 4 puissances de pompe de la figure III-37

Les impulsions ont des durées de 3 à 5 μs près du seuil et inférieures à la microseconde près de la seconde frontière. Les intensités varient inversement avec leur durée. Elles sont importantes lorsque les durées d'impulsion sont faibles.

Les oscillations de relaxation font normalement apparaître des fréquences inférieures au MHz [199]. L'utilisation d'un analyseur de spectre basse fréquence mieux adapté permettrait d'observer cette gamme de fréquence.

En augmentant la puissance de pompe et la longueur de la cavité, les impulsions peuvent atteindre des intensités très élevées. Elles peuvent alors générer des impulsions Brillouin. Le dépeuplement du niveau excité par l'onde Brillouin entraînera des oscillations de relaxation Brillouin [207, 123, 151]. La période des oscillations est alors égale au temps aller et retour dans la cavité. C'est ce que nous avons observé (Figure III-39). Nous avons eu la confirmation d'effets Brillouin importants en observant le spectre de sortie du laser. Nous avons constaté un élargissement et l'apparition de pics décalés d'environ 15 GHz comme nous l'avons présenté sur la figure III-26 du chapitre 2.

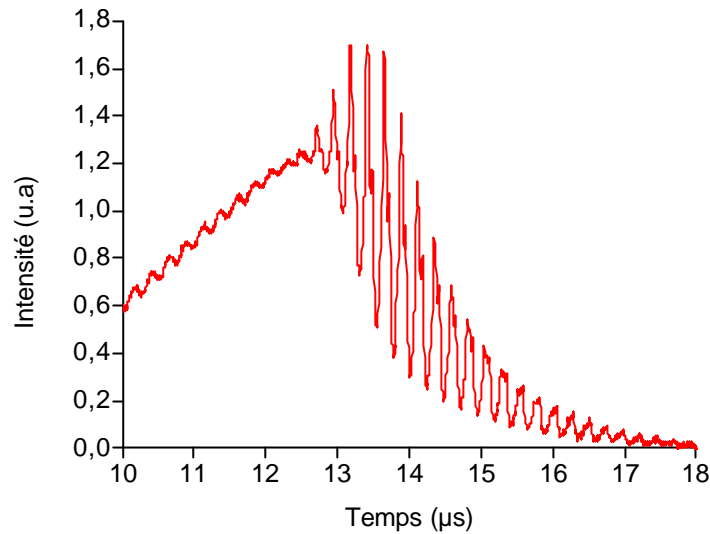


Figure III-39 : Oscillations de relaxation Brillouin observées sur un laser de 24 m

En fait l'apparition de ces oscillations de relaxation Brillouin est aussi fonction des réflectivités de la cavité et de l'existence de l'effet Kerr dans la fibre [151, 164, 165].

Ces impulsions peut avoir plusieurs origines liées à des phénomènes particuliers :

Phénomène d'extinction (« Quenching ») du milieu : Ce phénomène a été abondamment montré et modélisé dans le cas du laser Erbium. En effet, la présence de paires d'ions ou d'agglomérats plus ou moins importants d'ions Erbium est à l'origine d'instabilités identiques à celles observées [15, 16, 129]. Le transfert d'énergie entre les ions Erbium s'effectue entre 1 et 10 μs [16] et un ion excité est alors perdu pour l'inversion de population. Ces paires d'ions sont d'autant plus importantes que la fibre est fortement dopée. Or les fibres double gaine Ytterbium utilisées ont de fortes concentrations (entre 12000 et 14000 ppm). Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, ce phénomène n'a pas été clairement mis en évidence dans le cas de l'Ytterbium, mais il reste possible.

Phénomène d'absorbant saturable : Ce phénomène est à l'origine des lasers déclenchés passivement (Passive Q-Switching) [145]. Il a été analysé depuis longtemps par Siegman [28]. Des lasers Erbium à modes bloqués ont ainsi déjà été faits [200] par utilisation d'une fibre Samarium agissant comme absorbant saturable. Dans notre cas, cela pourrait provenir d'une section de fibre non suffisamment pompée. Des mesures de pompes en sortie de fibre montrent qu'elle est encore suffisante pour générer du gain en bout de fibre d'autant plus qu'il y a émission à 1083 nm pour lequel le milieu peut être considéré comme étant à quatre niveaux. Cette hypothèse est donc à rejeter.

Phénomène de compétition de modes :

Dans un laser fortement multimode et donc très non-homogène, la dynamique du laser est liée à celle de chacun des modes et du couplage de ces modes entre eux.

Phénomène de compétition de polarisation :

Il en est de même si les modes ont des polarisation différentes et qu'elles sont en compétition. C'est-à-dire s'il existe une dépendance du gain ou des pertes en polarisation.

Présence de diffusion Brillouin :

Plusieurs auteurs ont constaté le même type d'instabilité en présence de diffusion Brillouin [207, 123, 128, 198]. Ils montrent que l'augmentation des réflexions favorise ces effets. C'est à rapprocher de l'origine des oscillations de relaxation obtenues à fort pompage (Figure III-39).

Le tableau II-1 du chapitre 2 peut nous aider à trouver les paramètres intervenant dans la dynamique. Le milieu ne possède aucun temps caractéristique à l'échelle de la microseconde. Cependant, cette échelle de variations peut être due à des variations plus rapides. C'est ce que montre d'ailleurs la relation 3-33, puisqu'elle correspond à un temps moyen entre le temps de vie du niveau excité (ms) et le temps de vie du champ dans la cavité (ns). Parmi les temps caractéristiques du milieu on a aussi le temps de parcours dans la fibre (de l'ordre de 50 ns) et le temps de désexcitation non radiative (de l'ordre de la picoseconde).

Observons plus en détail la structure des impulsions.

Détail temporel des impulsions :

Le détail d'une impulsion fait apparaître une sous-séquence d'impulsions de périodes beaucoup plus courtes (Figure III-40).

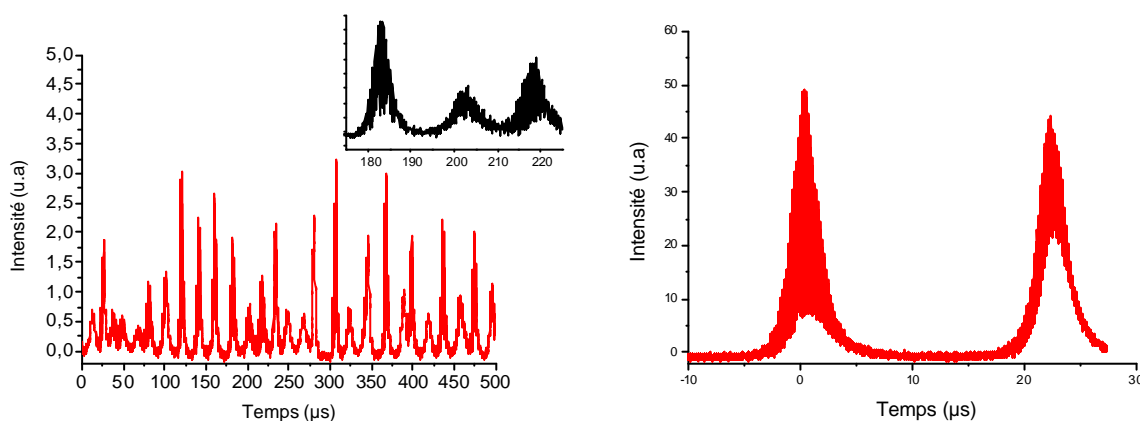


Figure III-40 : Apparition d'une sous-séquence d'impulsion dans une macro impulsion

L'observation avec un oscilloscope à échantillonnage de 1 GHz, fait apparaître une structure complexe mais répétitive à l'intérieur d'une macro-impulsion. Les macro impulsions sont constituées d'impulsions séparées de 54 ns. Elles correspondent au temps d'aller et de retour de la lumière dans la cavité ($L = 8$ m).

La durée de l'impulsion fondamentale est de l'ordre la nanoseconde. Cela conduit à des puissances crêtes très importantes. Pour des puissances de pompe plus élevées ($> 1,5$ W) et des réseaux $R_{min} > 4$ %, il est possible d'atteindre le seuil Brillouin puis Raman [123] ou de détruire définitivement la fibre elle-même ou les connecteurs !

La figure III-41 montre que la macro-impulsion peut se décomposer en trois impulsions retardées les unes des autres et dont l'intensité varie sinusoïdalement. C'est la signature d'une modulation entre les trois impulsions. Nous pouvons faire l'hypothèse de battement des modes longitudinaux entre eux.

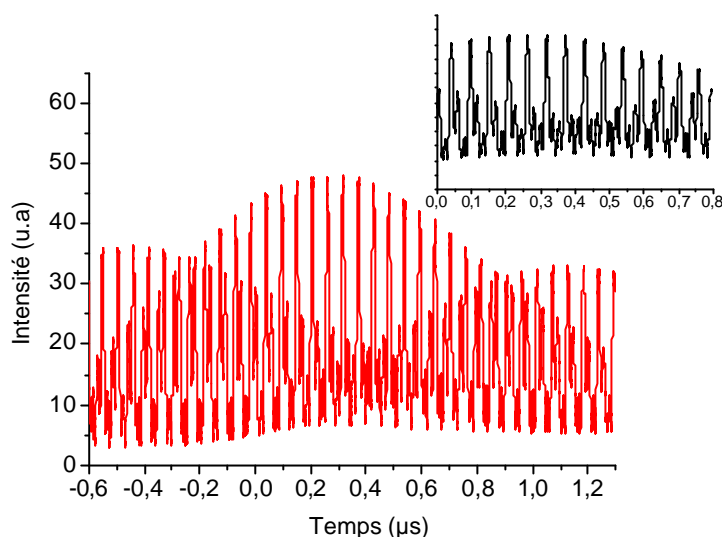


Figure III-41 : Détail d'une sous-séquence d'impulsion

Le nombre de ces impulsions et leur déphasage varient d'une macro-impulsion à la suivante de manière aléatoire. Aussi, on peut observer toutes sortes de structures comme le montre la figure III-42.

Or, des fluctuations semblables ont été observées et reliées à une dynamique complexe faisant intervenir la diffusion stimulée Brillouin en présence de réflexions et l'indice de réfraction non-linéaire (Effet Kerr) [148]. Il apparaît dans ces références que les fluctuations temporelles sont elles aussi composées de plusieurs composantes, et que la période est celle du temps aller et retour dans le milieu.

Il est donc fort probable que c'est la compétition de modes en intensité et/ou en polarisation qui, jusqu'à un certain seuil est à l'origine de la génération d'impulsions de l'ordre de la micro-seconde avec un taux de répétition de la dizaine de KHz jusqu'au MHz. Au delà de ce seuil, l'effet Brillouin en présence de réflexions aux extrémités de la fibre peut engendrer des impulsions très intenses menant elles-même à la génération d'effet Raman [207].

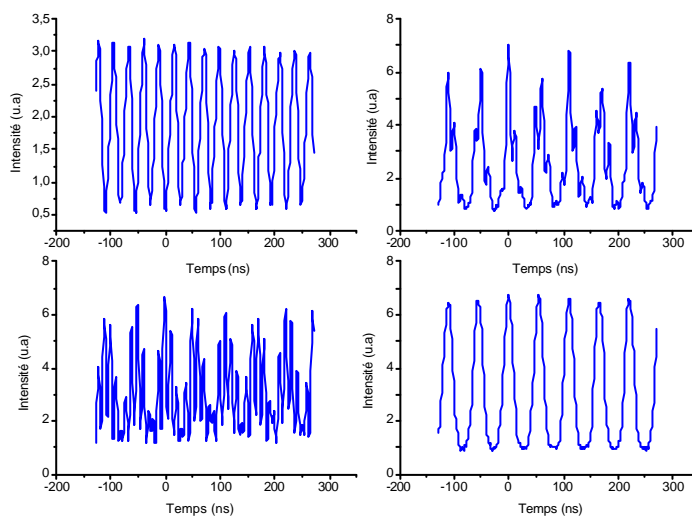


Figure III-42 : Variété des sous-séquences observées

III-3-10 Obtention d'une polarisation linéaire :

Pour obtenir un fonctionnement intrinsèquement polarisé, il est nécessaire que la fibre présente elle-même une biréfringence. Or, l'Ytterbium dans une fibre de Silice ne possède pas d'anisotropie propre, comme c'est le cas pour le Néodyme par exemple. Le gain du milieu amplificateur n'est donc pas dépendant de la polarisation du signal s'y propageant. La fibre possède toujours des anisotropies locales qui amènent l'ensemble du milieu à se comporter comme un ensemble aléatoire de sections biréfringentes. Dans un tel système, même si une polarisation peut être privilégiée à un instant donné, elle sera différente à un autre instant. Globalement le milieu a donc une très faible biréfringence, et il est donc dégénéré en polarisation. Il est donc statistiquement de polarisation elliptique.

Le moyen de lever la dégénérescence consiste à utiliser un élément fortement biréfringent dans toute la cavité ou en sortie du laser .

Nous avons choisi de placer simplement un polariseur en sortie de laser. Cela se justifie simplement pour deux raisons :

- La structure Oscillateur + Amplificateur ne nécessite pas d'avoir plus de 100 mW en sortie d'oscillateur.
- L'utilisation de la technologie interne à Keopsys (Fibre double gaine + Couplage transverse) permet d'avoir des puissances élevées à disposition (en l'occurrence, supérieures à 200 mW en sortie de laser).

Une solution plus élégante consisterait à utiliser des fibres à maintien de polarisation. Une polarisation serait alors privilégiée par rapport aux autres. Ces fibres existent sur le marché. Nous avons commencé le développement de structures amplificatrices basées sur ces fibres. Un des problèmes réside dans l'existence de réseaux de Bragg photo-inscrit dans ce type de fibre et actuellement non disponible commercialement.

III-3-11 Effet d'une biréfringence dans la cavité :

L'introduction d'un contrôleur de polarisation dans la cavité laser a des effets sur le spectre basse-fréquence. Le contrôleur de polarisation utilisé exerce une torsion et une pression sur la fibre qui génère une biréfringence mécanique ponctuelle dans la fibre.

Avec une résolution de 300 KHz ou moins, nous pouvons voir des pics secondaires de part et d'autre des pics principaux et 20 dB en dessous (Figure III-43). Ces pics sont symétriques par rapport au pic principal. Leur écartement varie linéairement avec le contrôleur de polarisation. Celui-ci joue le rôle d'une lame de phase variable dans la cavité.

Ceci vient appuyer l'hypothèse d'une compétition de mode en polarisation. Les fréquences observées correspondraient alors aux battements entre modes différemment polarisés.

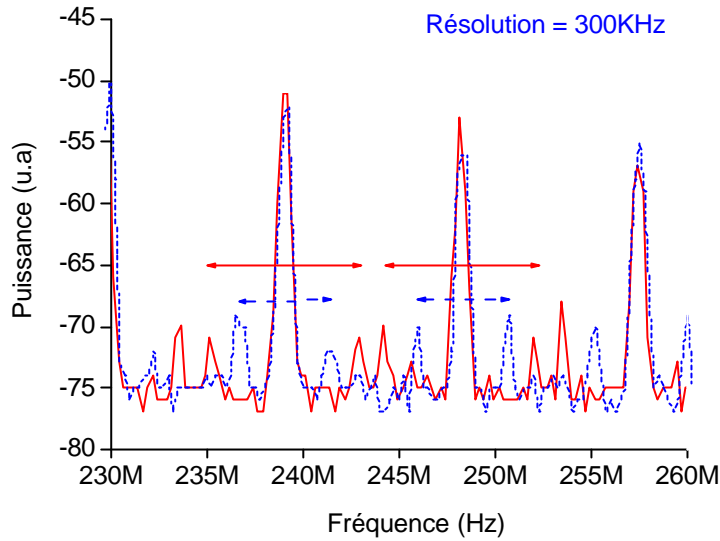


Figure III-43 : Apparitions de pics de part et d'autre de chaque pic principal, variant avec la position du contrôleur de polarisation. Le laser est stable (Zone 1). Aucun élément polarisant n'est placé en sortie du laser.

III - 4 *Le laser en anneau à 1120 nm*

III-4-1 Introduction :

Les sources laser accordables dans la bande spectrale 1020-1200 nm sont d'un grand intérêt pour les applications scientifiques variées (Spectroscopie haute résolution, conversion de fréquence). La première source fixe dans une fibre monomode dopée Ytterbium date de 1993 [162]. Des sources accordables ont déjà été réalisées [123, 208].

Il existe de nombreuses architectures permettant d'obtenir l'accordabilité d'un laser [16]. Précédemment, nous en avons vu une utilisant un réseau de Bragg et une cavité Fabry-Pérot. Cependant, son accordabilité est partielle puisque réduite à quelques nm. Le laser en anneau est intéressant pour concevoir facilement une source accordable large bande. La sélection spectrale peut s'effectuer simplement en plaçant un filtre sélectif. L'utilisation de celui-ci ne serait pas possible en cavité linéaire puisque la sélection s'effectue par réflexion sur les miroirs (ou réseaux de Bragg) aux extrémités et non par transmission.

L'intérêt de ces sources est augmenté si elles sont monomodes longitudinales et polarisées. Comme nous l'avons vu en III-3-4, pour avoir un laser mono-fréquence, il est nécessaire de limiter les effets de saturation spatiale du gain et les effets non-homogènes du milieu.

Dans le cas d'un laser en anneau, des architectures plus ou moins complexes existent [16, 201]. Elles sont basées sur l'introduction d'éléments sélectifs dans la cavité (étalon F-P ou sous-cavité fibrée). Un autre moyen consiste à introduire un isolateur pour rendre la propagation unidirectionnelle [197]. De ce fait, nous avons une onde progressive au lieu d'une onde stationnaire qui peut forcer l'oscillation sur un seul mode si le milieu est fortement homogène (cas de l'erbium).

Un autre moyen consiste à effectuer un blocage de mode par injection laser (injection locking) [183]. Une source laser monomode de faible puissance (laser maître) est injectée dans la cavité. Le laser en anneau (esclave) va alors se verrouiller en phase sur le laser maître et il y aura transfert de pureté spectrale éliminant la compétition avec les autres modes.

Cependant, l'accordabilité continue d'un laser mono-fréquence est délicate. En effet, il apparaît souvent des sauts de mode dus à des variations de longueur de la cavité pendant l'accord. Ceci amène à concevoir des architectures permettant de faire varier la longueur d'onde présentant le minimum de pertes en même temps que le longueur d'onde du signal.

Comme nous l'avons vu pour les amplificateurs, les fortes puissances peuvent conduire à l'existence d'effets non-linéaires indésirables. Ces effets peuvent avoir lieu à cause d'instabilités dans le régime de fonctionnement. Le premier effet limitant est la diffusion Brillouin stimulée. Une manière de s'en affranchir est aussi d'avoir une propagation unidirectionnelle supprimant la propagation de l'onde Brillouin contra-directionnelle [123]. Ceci est un argument de choix pour obtenir des émissions lasers très stables.

Il est nécessaire aussi de limiter l'effet des sous-cavités lasers dues aux réflexions sur les composants introduits dans la boucle. Aussi, ces derniers doivent posséder des réflexions en retour très faibles.

Le travail réalisé ici, consiste à valider le modèle numérique et à étudier l'influence de quelques paramètres sur l'efficacité dans le cas du laser en anneau unidirectionnel avec et sans filtre intra-cavité.

III-4-2 Le laser en anneau unidirectionnel :

Nous avons tout d'abord construit une cavité en anneau unidirectionnelle et comparé les résultats du modèle aux puissances et aux spectres mesurés. Le laser est constitué d'un isolateur placé avant le coupleur de prélèvement. Le pompage s'effectue en contra-propagatif, et la fibre à une longueur de 8 m (Figure II-44).

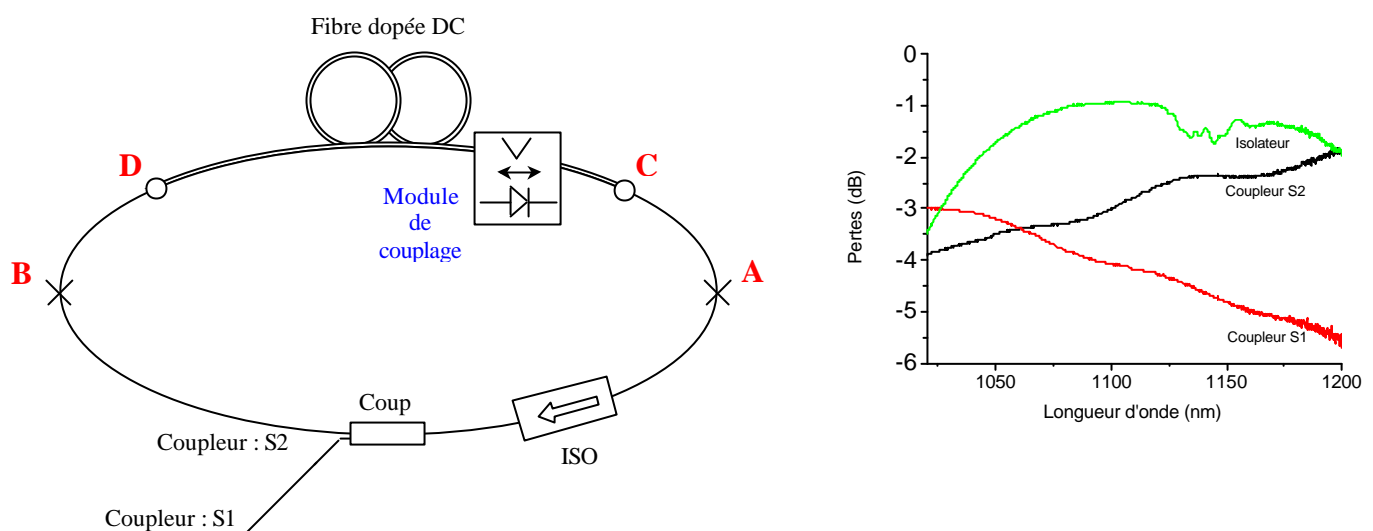


Figure III-44 : A gauche : Structure expérimentale étudiée
A droite : Pertes du coupleur et de l'isolateur mesurées sur tout le spectre

Les composants :

Les pertes du coupleur et de l'isolateur ainsi que les pertes aux soudures ont été mesurées. Celles-ci sont données sur la figure III-44 à droite.

L'isolateur est optimisé pour un signal à 1100 nm, aussi ses pertes sont plus importantes de part et d'autre. Le creux autour de 1135 nm provient d'une dégradation du composant due à une impulsion laser intense. Ce composant n'est pas prévu pour fonctionner au-delà de 600 mW, aussi, nous limiterons la puissance de pompe injectée pour ne pas l'endommager. Les pertes du coupleur intègrent les pertes intrinsèques et les rapports de couplage. On voit bien que celui utilisé ici est, en fait, spécifié pour 50 % à 1053 nm.

La puissance intra-cavité peut avoir une grande incidence sur la tenue des composants. En particulier, tous les composants passifs travaillant en espace libre comme l'isolateur ou le filtre utilisé (avec collimateur) présentent des limitations importantes en tenue en puissance qui dépendent du diamètre du faisceau collimaté et des matériaux utilisés. Nous avons déjà évoqué les problèmes liés à l'approvisionnement et à la qualité de certains composants dans la bande des 1 μ m. Nous pouvons, d'ores et déjà, dire que cette structure présente des risques quant à la tenue des composants pour des puissances élevées. Prenons le cas d'un isolateur indépendant de la polarisation. Deux éléments biréfringents typiquement des cristaux de Calcite traités anti-reflet (100 à 700 W/cm² en continu) sont disposés à l'entrée et à la sortie du rotateur Faraday. Celui-ci est typiquement un cristal de TGG (20 KW/cm² en continu). Des collimateurs à base de lentille classiques (\varnothing faisceau collimaté de 0,5 à 2 mm) ou de lentilles à gradient d'indice (Selfoc) elles-mêmes traitées anti-reflet permettent d'augmenter la taille du faisceau et de passer en espace libre. Les cristaux de Calcite permettent de séparer les deux composantes polarisées orthogonalement. Dans le cas où l'isolateur est dépendant de la polarisation, ces cristaux peuvent être remplacés par des lames polarisantes dichroïques (25 W/cm² en continu).

Résultats :

Les mesures et le modèle donnent des résultats très proches en ce qui concerne la puissance émise (Figure III-45). Le système est très sensible aux écarts concernant les pertes aux soudures et les pertes des composants. Celles-ci doivent donc être mesurées précisément.

L'efficacité et le seuil mesuré sont de 25 % et 75 mW. L'efficacité est relativement faible de part les pertes importantes dans la cavité.

Nous n'avons pu aller au-delà de 250 mW émis, car la puissance en A est alors d'environ 800 mW, ce qui est déjà supérieur à la puissance admissible de l'isolateur.

Spectralement (Figure III-46), le système émet de l'ESA avant qu'il n'atteigne son seuil ($P_p = 50 \text{ mW} < \text{Seuil}$), puis il y a émission laser aux longueurs d'onde où le gain est le plus important. Le laser émet 4 à 5 raies sur une largeur totale de 6 à 8 nm. Les raies laser varient fortement en intensité dans cette bande montrant des instabilités de la puissance. Cette émission avec la forme de l'ESA montre que le milieu est non-homogène et que la largeur homogène doit avoir comme limite supérieure, l'écart entre les raies observées, soit de l'ordre de 1,8 nm (440 GHz). La largeur non-homogène quant à elle, doit être de l'ordre de grandeur de la largeur totale des raies observées, soit de 8 à 10 nm (à 1083 nm).

En augmentant la puissance de pompe, la bande d'émission laser se décale légèrement vers les courtes longueurs d'onde (de 1094 à 1085 nm). En effet, en pompant davantage le milieu, à longueur de fibre identique la puissance émise est plus importante vers les courtes longueurs d'onde (voir III-4 du Chapitre 2). Le modèle reproduit grossièrement la large bande d'émission. La dynamique de compétition de mode n'est évidemment pas rendue par le modèle qui ne considère que le régime stationnaire (le spectre obtenu correspondrait alors au

spectre équivalent intégré sur un temps long), aussi nous voyons une courbe pleine en lieu et place (en B) des pics successifs. Le décalage spectral, observé expérimentalement lorsque la pompe augmente, est beaucoup moins marqué (1081 à 1079 nm).

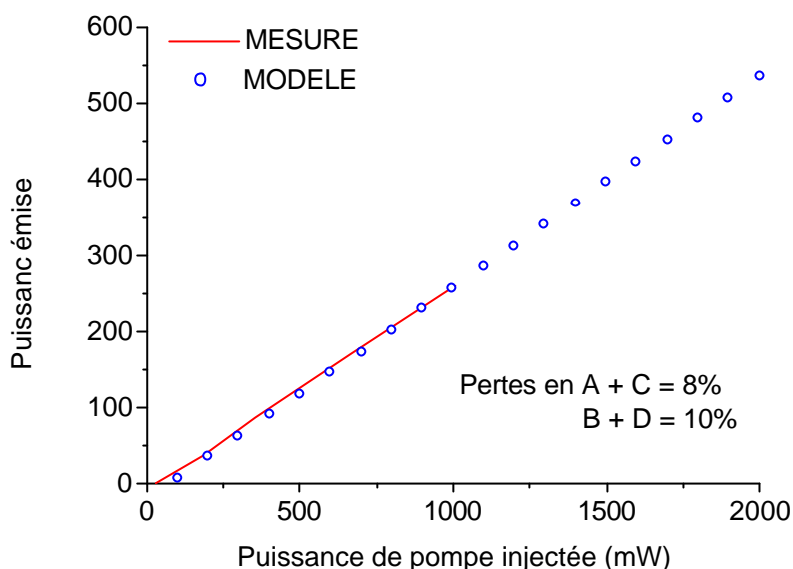


Figure III-45 : Laser en anneau – Puissance totale émise en fonction de la puissance de pompe injectée
Résultats expérimentaux et du modèle numérique – Rend 28 %, Seuil 74 mW, Efficacité 28 %

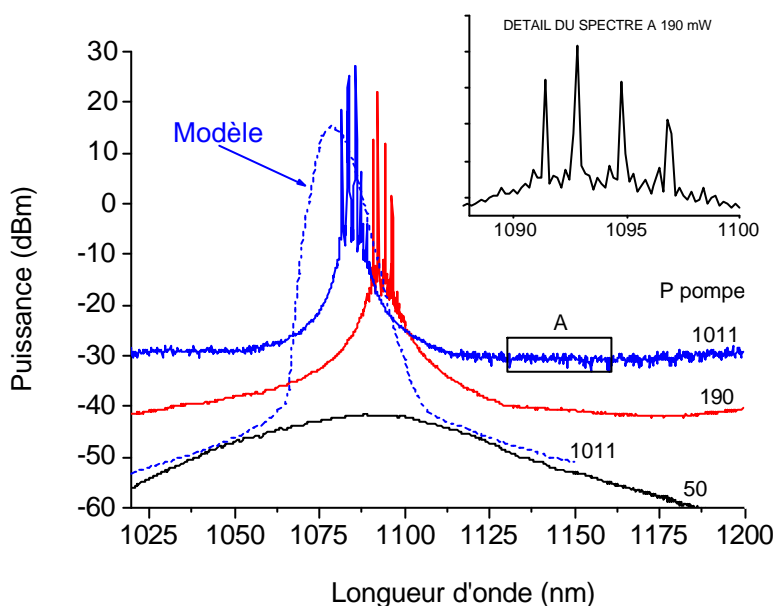


Figure III-46 : Laser en anneau – Spectre mesuré pour trois puissances de pompe (50, 190 et 1011 mW) (Rés 1 nm)
Résultat du modèle pour $P_p = 1011$ mW

En A : Le niveau bruité provient de l'atténuation du signal entrant dans l'ASO
En encart : Détail du spectre à 190 mW entre 1090 et 1100 nm.

Optimisation :

La puissance à l'entrée de la fibre dopée (en D) est d'environ 280 mW à $P_p = 1000$ mW. Elle vient saturer l'amplificateur, éteindre l'ESA contra-propagative et extraire toute la puissance

de la fibre. En fait, cette puissance est bien au-delà de la puissance de saturation nécessaire. Aussi, il est possible d'extraire plus de puissance par le coupleur de prélèvement sans nuire à la saturation du milieu amplificateur.

La figure III-47 montre l'incidence du rapport de couplage et de la longueur de fibre dopée sur l'efficacité du laser.

La plus grande efficacité calculée est obtenue avec un coupleur de 90 % et une fibre d'environ 25 m.

Bien entendu, nous ne nous intéressons ici qu'à la puissance totale émise sans nous soucier de la longueur d'onde d'émission.

Nous verrons dans le prochain paragraphe, que la sélection en longueur d'onde amène à considérer d'autres paramètres et, en particulier, la longueur de fibre dopée.

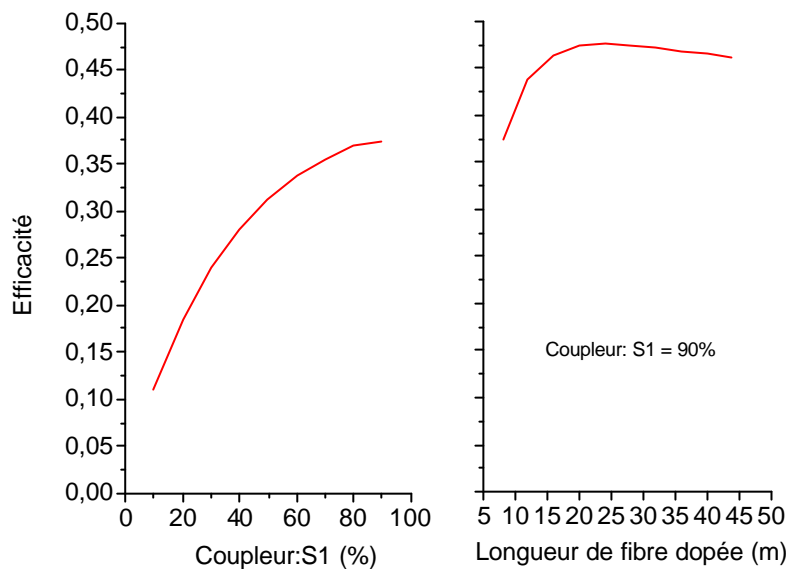


Figure III-47 : Laser en anneau – Influence du rapport de couplage et de la longueur de fibre dopée sur l'efficacité calculée
La puissance de pompe injectée est de 2040 mW et toutes les pertes sont identiques à celles des figures précédentes

III-4-3 Le laser en anneau unidirectionnel avec filtre intra-cavité:

La structure du laser en anneau unidirectionnel est donnée à la figure III-47. La position respective de l'isolateur et du filtre vis-à-vis du coupleur de sortie sera analysée. Nous avons utilisé deux structures différentes. Dans la première (Figure III-48 gauche), le filtre et l'isolateur sont placés après le coupleur. Cela permet de recueillir le maximum de puissance en sortie de laser, mais l'isolateur ne protège pas efficacement le laser et le signal de sortie n'aura pas un bon rapport signal/ESA. Dans la seconde structure, le filtre est placé avant le coupleur (Figure III-48 droite). Le filtre va permettre de supprimer toute l'ESA. Dans les deux structures, le pompage s'effectue en contra-propagatif.

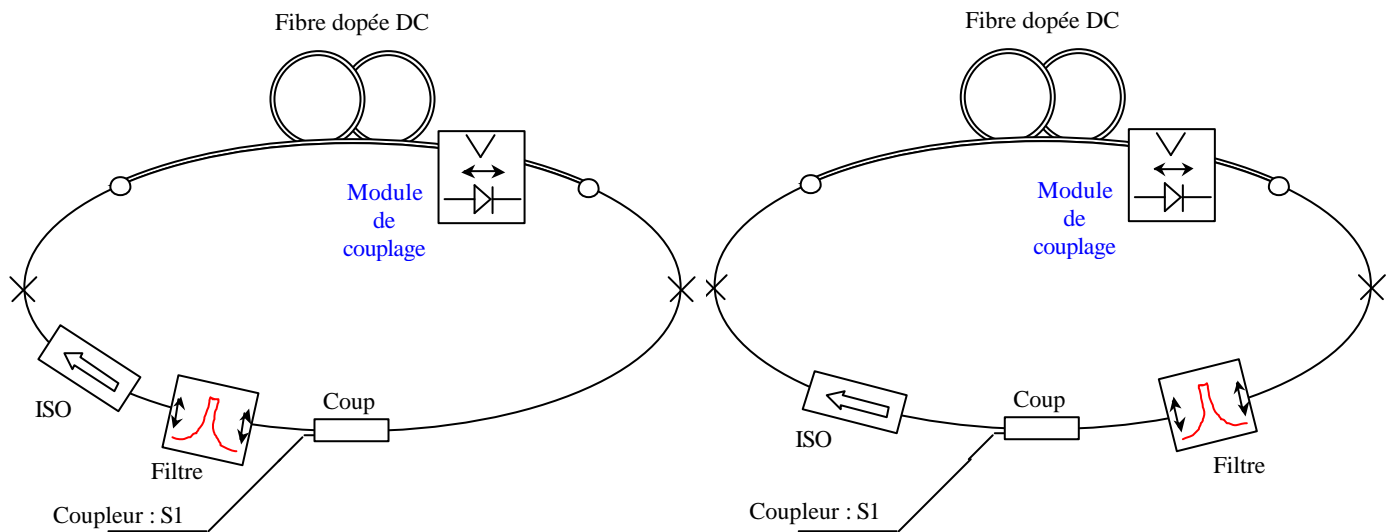


Figure III-48 : Structures expérimentales étudiées
A gauche : Coupleur + Filtre + Isolateur
A droit : Filtre + Isolateur + Coupleur

Le filtre :

C'est un filtre interférentiel à couches minces de 4 nm de largeur de transmission et de 50 dB d'isolation (entre la bande passante et la bande atténuée). Nous avons construit nous-même la mécanique associée à ce filtre, et ses pertes atteignent 4 dB. Ces fortes pertes proviennent de la transmission du filtre sans traitement anti-reflet particulier (3 dB) et d'une optimisation moyenne de l'alignement des collimateurs.

Ce filtre est accordable par rotation de l'élément dichroïque. Une accordabilité de 50 nm a ainsi été obtenue. Afin de réduire les pertes, il est aussi possible, tout en gardant une structure identique à celle utilisée, de choisir un réseau de Bragg photo-inscrit travaillant en transmission. Le développement des réseaux de Bragg en transmission utilisés principalement pour la stabilisation spectrale des diodes laser de pompe et les OADM (Optical Add Drop Multiplexer) a permis l'émergence de réseaux de Bragg jusqu'à quelques GHz [169].

Résultats :

Les mesures et le modèle font apparaître des différences de puissance émise et de spectre (Figure III-49). Nous avons déjà vu que le modèle d'amplificateur donnait des résultats différents pour un signal à 1120 nm. Nous avons attribué ces écarts aux précisions des mesures de sections efficaces d'émission au delà de 1100 nm.

Nous avons représenté sur les figure inférieures les puissances intégrées dans les pics et dans la partie d'ESA mesurées à la sortie du coupleur (S1).

Dans le cas du laser en anneau, il semble que la puissance émise à 1120 nm ne vienne pas saturer suffisamment le milieu. L'ESA entre 1025 et 1100 nm reste importante, alors que le signal ré-injecté à l'entrée de la fibre est d'environ 80 mW (Mesuré à la sortie de l'isolateur).

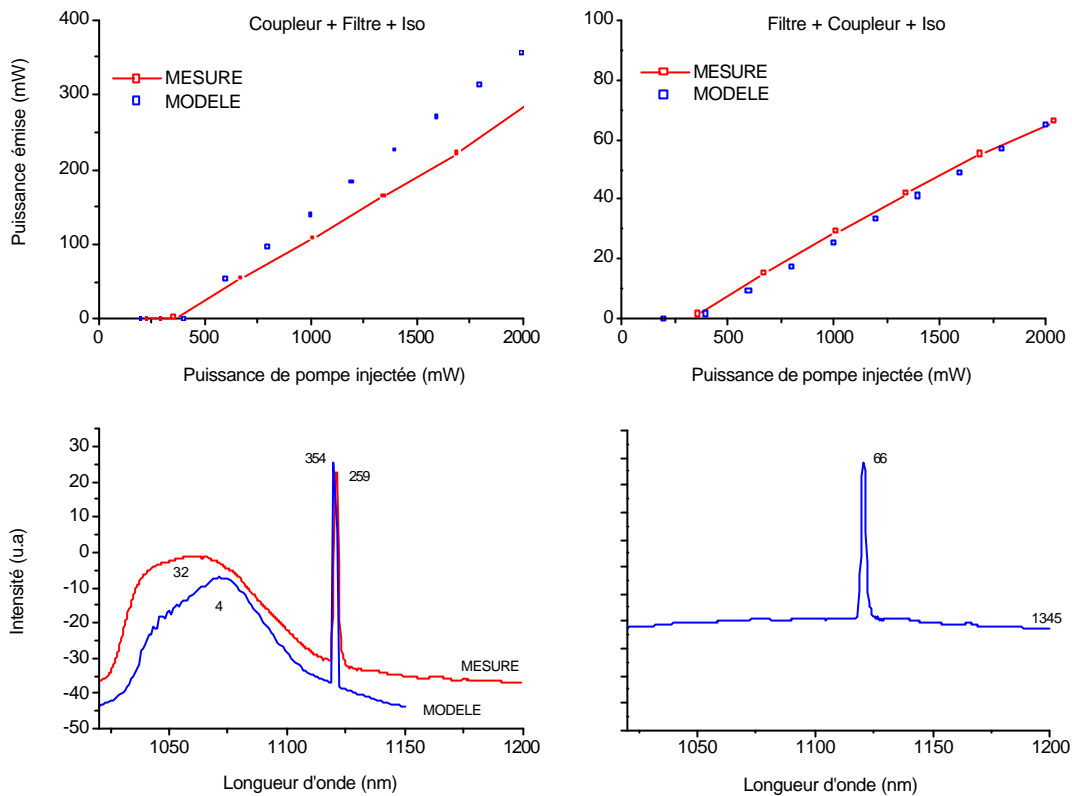


Figure III-49 : Laser en anneau avec filtre – Comparaison avec le modèle
 A gauche : Configuration Coupleur + Filtre + Isolateur. (Rend 16 %, Seuil 356 mW, Eff 13 %)
 A droite : Configuration Filtre + Coupleur + Isolateur (Rend 4 %, Seuil 340 mW, Eff 3 %)
 Puissance émise et spectre (Rés 1nm) en fonction de la puissance de pompe injectée

Optimisation :

Il est intéressant de connaître l'efficacité obtenue lorsque les pertes sont optimales. Nous entendons par pertes optimales, le cas où les pertes aux soudures sont très faibles ($A+C = B+D = 1\%$) et les pertes du filtre et de l'isolateur sont chacune de l'ordre de 1 % (ces valeurs sont irréalistes dans le contexte technologique actuelle, mais elles permettent de connaître l'efficacité maximale).

La figure III-50 donne l'efficacité en fonction de la longueur d'onde du filtre pour une puissance de pompe de 2 W en contra-propagatif. L'isolateur est cette fois placé avant le coupleur afin de limiter les contre-réactions optiques dans la cavité et le filtre après le coupleur. Nous avons utilisé un coupleur de 50 % à 95 % et une longueur de fibre de 8 et 25 m.

Le taux de couplage optimum se situe entre 50 et 70 % suivant la longueur d'onde de travail. On a l'optimum à 70 % pour les longueurs d'ondes comprises entre 1040 nm et 1090 nm, et 50 % pour les grandes longueurs d'ondes (> 1100 nm). En prenant la valeur de 70 %, nous avons calculé le rendement, l'efficacité et le seuil du laser.

La largeur d'émission est très importante. Elle varie de 1 GHz à 3.3 GHz pour le pic principal, et dans la gamme de puissance utilisée. Le filtre génère une sous-cavité Fabry-Pérot et engendre une modulation de la bande d'émission. Pour de faibles puissances de pompe, un lobes d'environ 1 GHz (pic principal) est émis, alors que 4 à 6 lobes (séparés d'environ 4 GHz) existent pour des puissances supérieures. Des instabilités apparaissent et sont dues à l'existence de ces sous-cavités. En plaçant un second isolateur de l'autre côté du filtre, il est

possible de rendre l'émission plus stable et d'augmenter le seuil d'apparition des lobes secondaires. Cette cavité est intéressante pour forcer l'émission sur plusieurs lobes et donc augmenter le seuil d'apparition du Brillouin lorsqu'on place un étage amplificateur à la sortie de l'oscillateur.

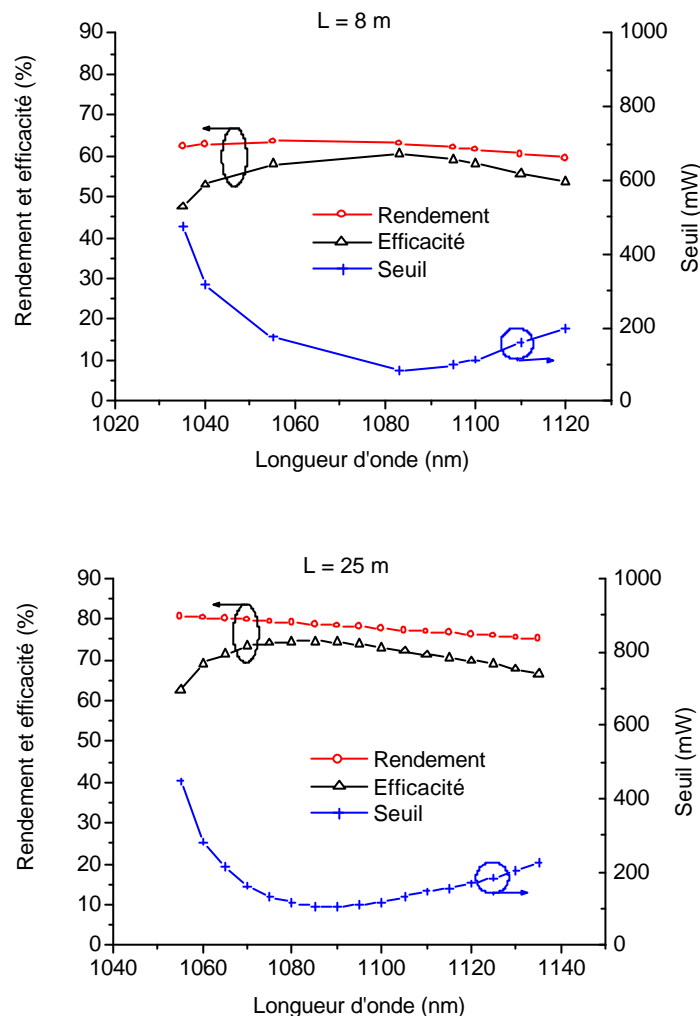


Figure III-51 : Résultats du modèle - Seuil, rendement et efficacité d'un laser en anneau (Isolateur + Coupleur + Filtre) ayant 8 et 25 m de longueur de fibre en fonction de la longueur de transmission du filtre

III - 5 Le laser à 1100 nm de 5 W

III-5-1 Contexte et spécifications attendues - Le laser Raman

La mise en évidence de l'effet Raman remonte au début des années 1970 [172]. Le marché des télécommunications sur fibre optique a donné un regain d'intérêt pour l'effet Raman en 1997, dû fait de la diminution des coûts des composants optiques et de leur plus grande fiabilité. L'amplification Raman distribuée offre une alternative intéressante vis-à-vis de l'amplification traditionnelle par amplificateur optique Erbium. L'amplification Raman peut s'adapter à tout type de fibre de transmission et les sources de pompage Raman se placent aux extrémités. Si l'on veut une amplification dans la bande classique 1530-1560 nm (bande C), il est nécessaire de venir pomper la fibre entre 1400 et 1500 nm. Un laser à fibre offre une alternative intéressante aux laser à semi-conducteur dans cette bande. Malgré la montée en

puissance constante des diodes à 14XX nm (1405 à 1495 nm), le laser à fibre permet d'atteindre des puissances de 2 à 5 W et offre la possibilité d'effectuer du pompage de fibres Erbium à distance ou de venir pomper plusieurs fibres simultanément.

Un résonateur Raman utilise lui-même l'effet Raman pour atteindre par cascades successives la longueur d'onde désirée. [168, 172]

L'efficacité du laser Ytterbium est mise à profit pour pomper un résonateur Raman. Les rendements des résonateurs sont d'environ de 50 %, aussi, pour atteindre 2 W à 1480 nm, il est nécessaire de disposer d'environ 4 W à 1100 nm.

Un des problèmes importants à résoudre est la stabilité de l'intensité du laser. Le laser Raman à 14XX nm est une pompe pour la fibre de transmission et la dynamique de l'effet Raman a pour effet de transférer plus ou moins les instabilités de la pompe au signal. Le bruit dans les systèmes télécom étant un paramètre majeur limitatif, il est nécessaire de veiller à une très bonne stabilité du laser source à 1100 nm. Le RIN (Relative Intensity Noise) représente la contribution du laser au bruit total mesuré.

III-5-2 Résultats de simulation :

Nous avons étudié le cas de la cavité laser Fabry-Pérot constitué de la fibre 1, d'un miroir R_{\max} de 100 % de réflexion et d'un miroir R_{\min} en sortie.

Nous avons utilisé des diodes laser de 4 W de puissance nominale, et considéré un rendement de couplage de 90 %. Cela permet de disposer de 3,6 W de puissance injectée dans la fibre.

Pour atteindre une puissance d'émission laser de 4 W, il est bien entendu nécessaire de disposer de plusieurs diodes laser de pompe. La structure en co- et contra-propagative permet de doubler la puissance de pompe disponible, et donc d'atteindre 7,2 W. Il suffit pour cela de disposer de deux modules de pompage, un à chaque extrémité de la fibre dopée.

Observons l'influence du double pompage (co et contra-propagatif) sur l'efficacité et la longueur optimale de fibre (Figure III-52). Pour cela, nous avons comparé l'efficacité laser obtenue avec un pompage co-propagatif de 2 W et un pompage co- et contra-propagatif de 1 W. Cela permet de disposer de la même puissance de pompe au total.

Le pompage co- et contra-propagatif réduit l'efficacité globale de moins de 5 % par rapport au pompage co-propagatif seul. Malgré tout, nous utiliserons la configuration à double pompe car la disponibilité de diodes laser de pompe supérieures à 4 W réduirait en fait le rendement total et augmenterait la complexité. En effet, il serait nécessaire d'utiliser des techniques de couplages différentes et l'utilisation de barrettes de diodes (Voir IV-4-1 du Chapitre 1).

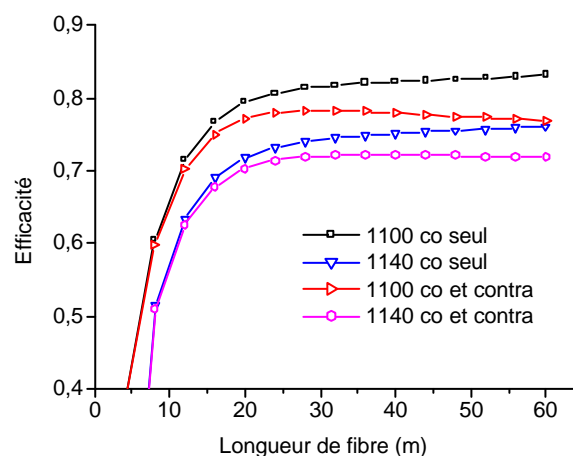


Figure III-52 : Laser 1100nm – Efficacité donnée par le modèle en fonction de la longueur de fibre dopée et suivant la configuration de pompage
Pompage à 977nm – Pertes 1% + 1%

Nous avons analysé l'influence de la longueur d'onde de pompe et de la réflectivité du miroir R_{min} sur l'efficacité et la longueur optimale de fibre (Figures III-52 et III-53). Il s'avère que l'efficacité va diminuer de 15 à 20 % en pompant à 920 nm. Rappelons que le rendement photonique est de 89 % pour un pompage à 977 nm et de 84 % à 920 nm. La diminution de l'efficacité à 920 nm n'est donc pas seulement due au rendement photonique. Elle ne provient pas non plus majoritairement des pertes de la fibre, puisque celles-ci sont relativement faibles dans notre cas (6 dB/Km).

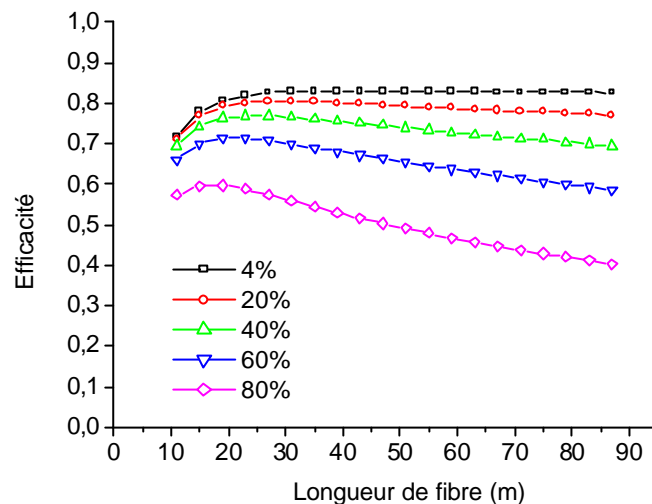


Figure III-53 : Laser 1100 nm - Efficacité donnée par le modèle en fonction de la longueur de fibre dopée et suivant la réflectivité R_{min}
Pompage co et contra-propagatif à 977 nm

On observe toujours une diminution de la longueur optimale de fibre avec l'augmentation de la réflectivité de R_{min} .

Les variations d'efficacité avec la longueur de fibre sont plus prononcées lors du pompage à 977 nm. Les longueurs optimales de fibre sont supérieures pour un pompage à 920 nm. L'absorption étant environ 3,5 fois moindre, il est évident qu'il est nécessaire d'avoir de plus grandes longueurs de fibre pour absorber la pompe.

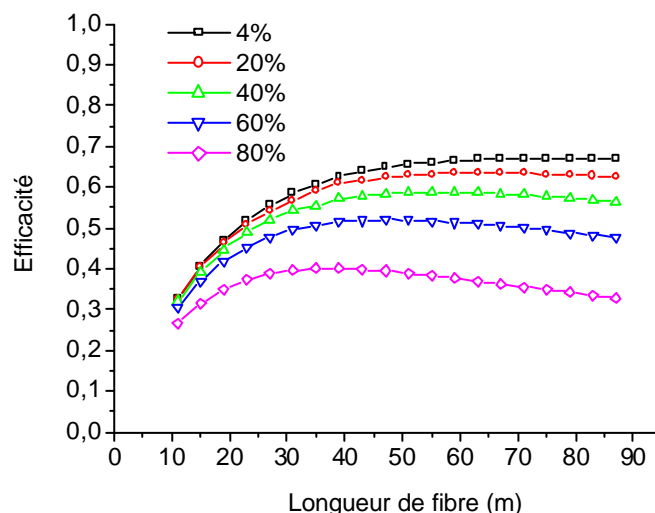


Figure III-54 : Laser 1100 nm- Efficacité donnée par le modèle en fonction de la longueur de fibre dopée et suivant la réflectivité R_{min}
Pompage co et contra-propagatif à 920 nm

Il est donc plus avantageux d'utiliser des pompes à 977 nm, puisque l'efficacité atteint 83 % tandis qu'elle ne dépasse pas les 67 % à 920 nm. De plus, la longueur optimale est deux fois plus courte.

Afin d'atteindre les 4 W nécessaires pour le résonateur, nous devons avoir une efficacité supérieure à 56 %. Cela permet l'utilisation d'un miroir dont R_{\min} est inférieure à 80 % avec un pompage à 977 nm. Pour un pompage à 920 nm, il faut prendre un miroir dont R_{\min} est inférieur à 50 %.

Afin d'éviter les problèmes d'instabilités dans la cavité, il est nécessaire de travailler avec les plus fortes réflectivités et les plus faibles pertes aux soudures. Aussi, le pompage à 977 nm permet d'assurer un meilleur régime de fonctionnement.

Les pertes aux soudures utilisées dans le modèle sont de 1 % + 1 %. Cela oblige à utiliser des fibres parfaitement adaptées en matière de diamètre de mode ou bien de photo-inscrire les réseaux de Bragg dans la fibre dopée elle-même [131, 132].

Enfin, nous avons vu au paragraphe III-5-3 du chapitre 2 que le seuil Brillouin dépend de la longueur effective de la fibre et de la puissance de signal s'y propageant. Les longueurs de résonateur sont généralement de quelques centaines de mètres. Aussi, afin de limiter les effets Brillouin il est nécessaire d'avoir un signal spectralement très large, et en tous les cas plus large que 31 MHz. Les réseaux de Bragg devront alors avoir une grande largeur spectrale. Typiquement, si la longueur du résonateur est de 1 Km, la largeur ne devra pas être en deçà de $L \cdot P_{\text{laser}} / P_{\text{seuil}} \cdot \Delta \nu_p = 80$ GHz soit 0,3 nm. Une valeur de l'ordre de grandeur du nanomètre est recommandée, d'autant plus que cela permet de réduire les contraintes sur les longueurs d'onde centrales des réseaux de Bragg R_{\min} et R_{\max} .

IV Conclusions

Le modèle développé reprend les hypothèses du modèle de l'amplificateur. Le laser modélisé est donc dans un régime stationnaire, avec un gain homogène et sans effet non-linéaire autre que l'effet Brillouin. Le temps de calcul et le nombre d'itération sont accrus par rapport à l'amplificateur (on passe de quelques dizaines de secondes à quelques minutes).

Les résultats numériques sont proches des résultats expérimentaux pour les puissances laser émises à condition de mesurer les pertes de la cavité avec précision. L'aspect longitudinal spécifique des lasers à fibre a des conséquences importantes sur les résultats surtout dans le cas de forte dissymétrie de la cavité (Miroir 100 % d'un côté et 4 % de l'autre). Le sens de pompage est important dans le cas où les pertes à gauche et à droite de la cavité sont différentes. Suivant la réflectivité, les longueurs optimales de fibres sont modifiées.

Un laser multimode continu à 1083 nm et accordable en longueur d'onde sur pratiquement 1 nm a été développé. Il est possible de fixer la largeur de l'enveloppe multimode en jouant sur la réflectivité, les pertes et le taux de pompage. La largeur et la forme du réseau R_{\min} va influencer la forme et la largeur de l'enveloppe obtenue. Un décrochement de la largeur de l'enveloppe a été constaté entre 200 et 400 mW de pompe. Son origine n'a pas été définie. L'observation du spectre basse fréquence du laser correspondant aux fréquences de battement des diverses modes longitudinaux, est le reflet de l'importance du nombre de modes longitudinaux simultanément présents sous l'enveloppe spectrale et dans la fenêtre temporelle de mesure. Le laser est en cours de validation au LKB. Le modèle numérique montre un rétrécissement de l'enveloppe avec la puissance de pompe ou avec la réflectivité des miroirs. Ce comportement est tout à fait classique pour un laser à gain homogène. Il est donc nécessaire de corriger le modèle pour tenir compte des effets non-homogènes de la fibre Ytterbium. Cela peut être un moyen d'estimer les largeurs homogène et non homogène du milieu.

Un fonctionnement en relaxé a été identifié. Il dépend de la puissance de pompe et des pertes dans la cavité. Trois domaines existent pour lesquels le laser est dans un régime relaxé, puis intermittent et enfin stable. Les périodes de répétition des impulsions observées sont reliées à la moyenne du temps de vie du champ et du temps de vie du niveau excité. Elles sont de l'ordre de la microseconde. L'origine de ces oscillations pourrait être explicable par la présence de paires d'ions transférant leur énergie en quelques microsecondes comme on le constate pour les laser Erbium. Cependant, et mis à part la présence d'un dopage important, rien ne permet de le démontrer. Une autre origine pourrait être la présence de diffusion Brillouin associée à des réflexions ou bien une compétition entre modes longitudinaux. Cela pourrait aussi expliquer la structure plus complexe observée dans l'impulsion. En effet, dans cette impulsion, on observe un couplage d'énergie entre plusieurs ondes évoluant au cours de la propagation.

La dynamique du laser est sensible à l'introduction d'une biréfringence externe. Il est possible qu'une compétition entre modes de polarisation différentes soit à l'origine des traces temporelles observées dans le régime instable. D'autant plus qu'une modulation pour chacune des fréquences de battement entre modes longitudinaux a été constatée dans le régime stable. La cavité ne possédant pas de composants biréfringents dominant dans la cavité (comme un polariseur ou un isolateur), une compétition est tout à fait possible.

Le modèle peut aussi être étendu au laser en anneau unidirectionnel. La mesure exacte des pertes de chacun des composants introduits dans la cavité doit être faite. Cette structure permet de réaliser assez facilement des lasers accordables sur toute la bande d'émission de l'Ytterbium en utilisant des filtres interférentiels. La présence d'un isolateur optique n'est pas suffisant pour permettre l'émission monomode longitudinale du fait de la grande non-homogénéité du milieu. L'existence de sous-cavités engendre une modulation de l'émission spectrale du laser, et des instabilités. Celles-ci peuvent être limitées en introduisant un second isolateur dans la cavité. L'efficacité ne peut atteindre des valeurs aussi élevées qu'en cavité Fabry-Pérot de par l'introduction de composants dans la cavité (isolateurs, filtre, coupleur) dont les pertes sont assez fortes dans cette gamme de longueur d'onde et les seuils de dommage un autre paramètre limitatif. Les sections efficaces d'émission après 1100 nm devront être mesurées avec plus de précision pour être exploitables quantitativement par le modèle.

D'après nos calculs, il est possible de réaliser un laser à 1100 nm de 5 W, en vue d'effectuer un laser Raman de plus grande longueur d'onde (1320 nm ou 1480 nm pour les applications télécom). Le pompage bi-directionnel à 977 nm est à privilégier. Il serait possible de délivrer 5 W à 1100 nm avec un réseau Rmin de 4 à 80 %. Afin de limiter le risque d'instabilités temporelles, pouvant être pénalisantes pour les applications télécoms, le réseau de 80 % semble tout indiqué. Enfin, une largeur de 1 à 2 nm permettrait de limiter les risques d'émission Brillouin.

Conclusion générale

La spectroscopie de l'Ytterbium est particulièrement simple, puisque sa structure fine fait apparaître deux niveaux d'énergie, composés d'un ensemble de sous-niveaux Stark. La dépendance du temps de vie avec les co-dopants présents dans la fibre a permis de faire l'hypothèse d'une fibre silice co-dopée au Germanium et/ou Aluminium, et par la même d'estimer l'écart entre les sous-niveaux. Le milieu se comporte comme étant fortement homogène quand on observe l'effet d'un signal sur le spectre d'émission spontanée mesuré. Cependant, les effets non-homogènes sont importants eux-aussi à température ambiante du fait de la forte thermalisation des populations. Cette simplicité de structure limite aussi les interactions plus complexes mettant en jeu plusieurs ions ou plusieurs photons.

La caractérisation des fibres optiques dopées double gaine est longue et fastidieuse. Une méthodologie soignée doit être respectée afin de limiter les erreurs de mesures. Les mesures d'absorption pour les longueurs d'onde supérieures à 1000 nm nécessiteraient l'utilisation d'une détection synchrone. Cependant, la théorie de Mc Cumber donne une bonne estimation de l'absorption dans cette bande spectrale à partir des mesures du gain. Malgré tout, les sections efficaces d'absorption et de gain obtenues sont relativement proches des résultats trouvés par le laboratoire de Southampton pour des fibres dopées Ytterbium en silice co-dopée au Germanium. La section efficace d'absorption à 977 nm est de $2,54 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$. Le coefficient d'absorption dans la gaine décroît le long de la fibre pour atteindre une valeur stationnaire après une certaine distance. Celle-ci, est plus courte dans le cas d'une gaine carrée, que dans le cas d'une gaine circulaire. Ce comportement trouve son origine dans le mélange des modes transversaux de la pompe au cours de sa propagation. Ce mélange peut être optimisé en cassant la symétrie circulaire de la gaine ou en introduisant des courbures.

Nous avons constaté que le spectre d'émission mesuré transversalement présente des raies plus larges que dans le cas longitudinal. Nous supposons qu'une ré-absorption sélective de l'ESA en serait l'origine.

La technique de couplage transversal par V est parmi les plus efficaces puisqu'on peut obtenir jusqu'à 54 % de rendement électro-optique sur la puissance de pompe injectée dans la fibre. Il est possible de disposer un nombre illimité de diodes laser, tout pendant que l'on respecte une certaine distance entre elles, permettant l'absorption de plus de 90 % de la pompe. En revanche, ponctuellement, on ne peut disposer que d'une seule diode laser, limitant la puissance disponible. A l'inverse, les coupleurs multimodes et les combineurs de faisceaux en espace libre permettent d'utiliser un très grand nombre de diodes lasers. Le rendement électro-optique n'est en revanche que de 33 à 36 %. Une technique prometteuse consiste à utiliser un réseau de diffraction en dehors de la fibre double gaine.

Cette caractérisation a permis d'étudier l'amplificateur à fibre, et de le comparer aux résultats du modèle numérique dans le cas de l'amplification continue d'un signal continu en tenant compte de la diffusion Rayleigh, et de l'émission Brillouin stimulée. Le modèle numérique utilisé permet de s'approcher relativement bien des résultats expérimentaux dans le cas où le signal se trouve entre 1035 et 1100 nm. Des écarts surviennent pour les longueurs d'ondes supérieures à 1100 nm. Celles-ci viennent des incertitudes des sections efficaces d'émission mesurées dans cette plage. La validation du modèle doit tenir compte de la dépendance longitudinale de l'absorption dans la fibre considérée. Les effets de l'enroulement de la fibre double gaine ne sont pas non plus négligeables et sont plus importants pour une gaine « en fleur » que pour une gaine carrée.

Le pompage à 977 nm est recommandé vis-à-vis du pompage à 920 nm, car il permet d'avoir de meilleures efficacités. L'efficacité est maximale à 1075 nm en pompage contra-propagatif,

et varie de 67 à 70 % suivant la puissance d'entrée du signal. Les rendements électro-optiques sont de 33 % et de 47 % avec respectivement un signal de 1 mW et de 100 mW à 1080 nm. Toutes choses égales par ailleurs, avec une fibre longue (> 40 m) on obtient 20 nm (1070-1090 nm) de bande passante et une efficacité d'environ 60 %, et avec une fibre courte (< 12 m) on obtient 50 nm (1032-1085 nm) de bande passante et une efficacité d'environ 25 %.

L'amplification aux longueurs d'onde supérieures à 1065 nm est donc à privilégier. Cela provient des faibles absorptions dues au mélange de modes dans la gaine. Une légère augmentation de l'absorption pour les longueurs d'onde supérieures à 1100 nm pourrait être apportée en élevant la température de la fibre. L'influence sur le gain de l'amplificateur reste cependant à étudier.

L'amplification aux longueurs d'onde supérieures à 1090 nm, nécessite d'avoir des puissances d'entrée relativement élevées pour bien saturer le milieu. Dans ce cas, cela permet d'obtenir plus de 60 % d'efficacité sur une bande de 75 nm (1065-1140 nm). L'utilisation de structures à double étage permet d'améliorer l'efficacité totale sous réserve d'utiliser un filtre réjecteur inter-étage. Il est à noter que de tels filtres en technologie entièrement fibrée pourraient être très intéressants. Les structures à double étage permettent aussi de limiter l'effet de contre-réactions optiques, voire du Brillouin.

L'amplification d'un signal à 1100 nm de moins de 100 KHz, a aussi permis de mettre en relief les effets néfastes de l'émission Brillouin stimulée. Pour limiter ces effets, nous pensons que le pompage contra-propagatif est recommandé.

L'étude de l'amplificateur a permis aussi celle de sources super fluorescentes. Il s'avère que les fibres Ytterbium sont de bonnes candidates pour obtenir de telles sources à 1 μ m. Cela met aussi en relief leur grande potentialité pour la génération d'impulsions inférieures à la picoseconde.

Nous avons ensuite étudié les lasers à fibre. Le modèle développé reprend les hypothèses du modèle de l'amplificateur. Le laser modélisé est donc dans un régime stationnaire, avec un gain homogène et sans effet non-linéaire autre que les effets Brillouin. Les résultats numériques sont proches des résultats expérimentaux pour les puissances laser émises à condition de mesurer les pertes de la cavité avec précision. Suivant la réflectivité, les longueurs optimales de fibres sont modifiées.

Un laser multimode continu à 1083 nm et accordable en longueur d'onde sur pratiquement 1 nm a été développé. Il est possible de fixer la largeur de l'enveloppe multimode en jouant sur la réflectivité, les pertes et le taux de pompage. Le modèle numérique ne confirme pas le comportement observé sur l'enveloppe spectrale. Cela vient de l'hypothèse du gain homogène. Il serait nécessaire de tenir compte des effets non-homogènes dans la fibre Ytterbium.

Un fonctionnement en relaxé a été identifié. Il dépend de la puissance de pompe et des pertes dans la cavité. Trois domaines existent pour lesquels le laser est dans un régime relaxé, puis intermittent et enfin stable. Les fréquences de relaxation observées sont reliées au temps de vie du champ dans la cavité. Elles sont de l'ordre de la microseconde. L'origine de ces oscillations pourrait être explicable par la présence de paires d'ions transférant leur énergie en quelques microsecondes comme on le constate pour les laser Erbium. Cependant, et mis à part la présence d'un dopage important, rien ne permet de le démontrer. Une autre origine pourrait être la présence de diffusion Brillouin associée à des réflexions ou bien une compétition entre modes longitudinaux. Cela pourrait aussi expliquer la structure plus complexe observée dans l'impulsion. En effet, dans cette impulsion, on observe un couplage d'énergie entre plusieurs ondes évoluant au cours de la propagation.

Le modèle peut aussi être étendu au laser en anneau unidirectionnel. Cette structure permet de réaliser assez facilement des lasers accordables sur toute la bande d'émission de l'Ytterbium

en utilisant des filtres interférentiels. La présence d'un isolateur optique ne permet pas l'émission monomode longitudinale, cependant il est nécessaire pour réduire les instabilités provenant de l'existence de sous-cavités. Cette structure est intéressante pour avoir une émission spectralement large. La faible efficacité provient des pertes assez fortes introduites par les composants passifs à 1 μm .

Il est possible de réaliser un laser à 1100 nm de 5 W, en vue d'effectuer un laser Raman de plus grande longueur d'onde (1320 nm ou 1480 nm pour les applications télécom). Le pompage bi-directionnel à 977 nm est à privilégier ainsi qu'un miroir sélectif de 80 % de 1 nm de largeur (Réseau de Bragg fibré).

En résumé, au cours de ce travail de thèse, nous avons pu développer plusieurs amplificateurs et lasers à fibre, point de départ à une analyse approfondie de leur fonctionnement en régime continu, et point de départ au développement d'outils de modélisation performants. Cette étude a permis de montrer que l'Ytterbium, par sa simplicité en terme de niveaux d'énergie, est un dopant particulièrement bien adapté à l'obtention de fortes puissances. La combinaison des fibres double gaine, et de la technique de couplage transversale par le V, permet d'atteindre des rendements électro-optiques proches de 50 % en fonctionnement laser et en continu, c'est-à-dire bien au-delà des rendements obtenus avec les lasers solides. La technologie des fibres double gaine Ytterbium permet, par sa compacité, et par ses forts développements liés au secteur des télécommunications, de proposer des solutions élégantes (en amplificateur, source superfluorescente ou laser) à divers de secteurs d'activité nécessitant des puissances continues de quelques centaines de milliwatt à quelques dizaines de watt dans la bande des 1 μm . Enfin, la dynamique complexe des lasers peut être le point de départ de la génération contrôlée d'impulsions lasers a condition d'explorer en détail son fonctionnement.

Conférences

S. Bordais and M. Le Flohic, « Hyperpolarized gases in magnetic resonance : biomedical investigations and clinical applications », International workshop, Les Houches, France (1999)

S. Bordais, « 1083nm multimode laser for Helium pumping », CLEO/Europe'2000, Nice, 2000

S. Bordais, “Les lasers Raman et leurs applications”, Conférence interne à Keopsys, 2001

S. Bordais, « Les amplificateurs et laser de forte puissance à 1 μ m », Conférence interne à Keopsys, 2001

Publications en préparation

Y. Jaouen, G. Kulksar, S. Bordais, “Non-linear effect on Er:Yb amplifiers “, Annale des télécommunications (Soumission prévue automne 2002).

S. Grot, S. Bordais, J-Y. Allain and Y. Jaouen, “1083 nm Ytterbium doped tunable fiber laser for ^3He pumping applications”, en collaboration avec l'ENS

E. Pincemin, D. Grot, S. Goselin, M. Joindot, S. Bordais, Y. Jaouen and M. LeFlohic "Raman gain efficiencies of modern terrestrial transmission fibers in S-,C- and L-band" NLGW'02, paper, NLTuC2, Stesa, Sep. 2002

S. Bordais, P. Besnard, Y. Jaouen and S. Grot, “10 W Double-clad Yb^{3+} -doped tunable MOPFA fiber laser for ^3He pumping applications”, Applied Optics (soumission prévue en automne 2002).

S. Bordais, P. Besnard, Y. Jaouen, J-Y. Allain, “ High-power Yb^{3+} -doped double-clad fiber lasers and amplifiers”, Optical Fiber Technology (soumission prévue au printemps 2003).

Annexe A

Caractérisation d'une fibre double gaine à maintien de polarisation

Nous donnons, dans cette annexe, quelques généralités sur les fibres à maintien de polarisation. Nous présentons aussi les résultats issus de la caractérisation d'une fibre double gaine PM dopée Ytterbium.

Généralités :

L'objet d'une fibre PM est de maintenir l'état de polarisation initial (généralement linéaire) tout au long de sa propagation dans la fibre et quelles que soient les perturbations intrinsèques ou extrinsèques. En particulier, parmi les perturbations extrinsèques, la température et les courbures sont particulièrement critiques. Elles sont caractérisées par une différence d'indice (ou biréfringence B) selon deux axes perpendiculaires.

$$B = \Delta n = (b_x - b_y) / k \quad (\text{A-1})$$

β_x et β_y sont les constantes de propagation du mode polarisé suivant respectivement l'axe lent et l'axe rapide.

Classification des fibres PM

Il faut, tout d'abord, distinguer les fibres par la valeur de biréfringence [85]. On distingue les fibres HB (High Birefringence) avec $B > 10^{-5}$ et les fibres LB (Low Birefringence) avec $B < 10^{-6}$. Dans ces dernières, des polarisations linéaires ou circulaires peuvent se propager. Elles ont été étudiées dans les années 1980 lorsqu'on évoquait la possibilité de transmissions cohérentes. Cependant, elles sont très sensibles aux effets parasites et généralement, un contrôleur de polarisation était placé en fin de ligne afin de compenser ces effets.

Dans les HB, il faut distinguer :

Fibres à deux polarisations (appelées conventionnellement PM) : Le couplage entre les modes est dépendant de la longueur.

Parmi celles-ci, on distingue :

- les fibres dont la biréfringence interne est due à des effets géométriques du cœur. Ces fibres ont généralement des pertes importantes dues aux imperfections du cœur. La plus grande biréfringence est obtenue dans les fibres à cœur elliptique ($B \sim 8,4 \cdot 10^{-4}$)
- les fibres dont la biréfringence interne est due à des effets de stress autour du cœur (Stress-induced birefringence fiber). Ces fibres ont un faible couplage. La plus grande biréfringence est obtenue dans les fibres PANDA ($B \sim 8,5 \cdot 10^{-5}$)

Fibres à polarisation unique ou polarisante : Le couplage entre les modes est indépendant de la longueur. Elles utilisent une grande différence de pertes par courbure entre les modes orthogonaux.

Paramètres spécifiques :

Notre attention porte sur les fibres HB à deux polarisations de type PANDA (Figure A-1). La fabrication de fibres HB PANDA double gaine commence à être bien maîtrisée et à offrir de bonnes performances. Des auteurs se sont intéressés aux effets de la structure de la gaine sur les propriétés de polarisation. Il s'avère que la biréfringence dans le cœur d'une fibre double gaine n'est pas accentuée par la forme de la gaine lors de sa fabrication [34]. En plus des paramètres décrits dans le chapitre 1, viennent s'ajouter divers paramètres spécifiques que nous allons décrire.



Figure A-1 : Profil transverse de la fibre.
On distingue nettement les deux barreaux de contrainte dans la seconde gaine

La biréfringence et la longueur de battement :

Elle est définie par [69] :

$$L_b = \frac{l}{B} = \frac{2p}{\Delta b} \quad (A-2)$$

$$\Delta b = b_x - b_y \quad (A-3)$$

Cette longueur de battement est reliée à la biréfringence de la fibre. Une fibre fortement biréfringente ($\Delta n < 10^{-6}$) doit avoir une L_b petite.

La mesure de L_b repose sur le principe de l'interférométrie modale. Une onde lumineuse est décomposée sur les deux axes de polarisation du cœur grâce à un polariseur. En sortie de fibre, la recombinaison des modes par un analyseur donne lieu à des variations d'intensités périodiques liées aux relations de phase entre les deux modes principaux de la fibre. Sur une longueur L de fibre, un balayage spectral conduit à une oscillation périodique de l'intensité transmise par variation de la différence de marche, fonction de la longueur d'onde (Figure A-3).

Dans notre cas, nous avons utilisé une source d'ESA polarisée et fibrée dont les axes principaux sont soudés à 45° des axes principaux de la fibre étudiée. Nous avons soudé, de la même manière, un polariseur fibré en sortie. L'optimisation du contraste se fait en ajustant finement l'analyseur et le polariseur à 45° des axes principaux de polarisation de la fibre PM (Figure A-2).

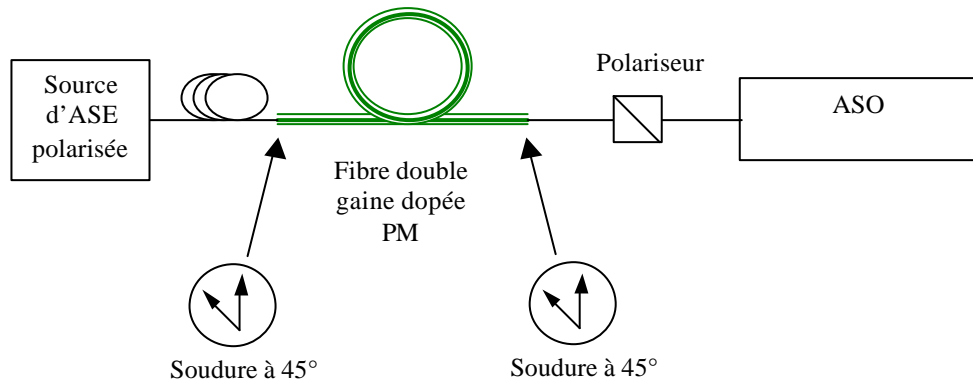


Figure A-2 : Banc de mesure de L_b .

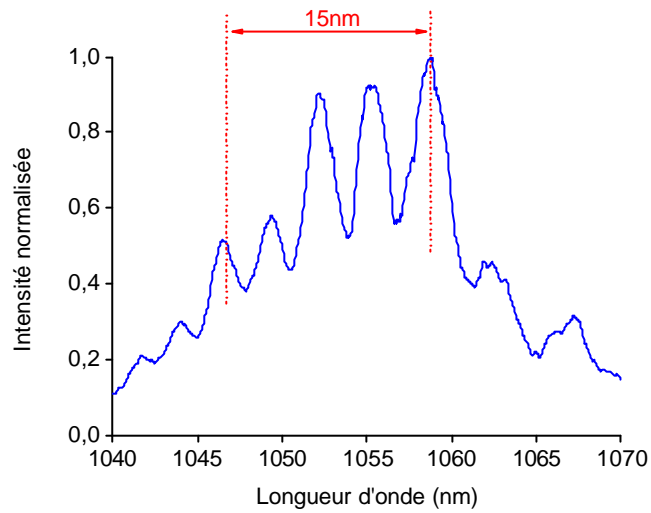


Figure A-3 : Spectre observé sur l'ASO.

La biréfringence et L_b sont donnés par :

$$\Delta n = \frac{I^2}{\Delta I * L} = 4 \cdot 10^{-4} \quad (\text{A-4})$$

$$L_b = L \frac{\Delta I}{I} = 2mm \quad (\text{A-5})$$

Le coefficient de couplage en polarisation h :

Ce paramètre caractérise plus finement le maintien de polarisation. Il est introduit dans l'approche des modes de polarisation couplés quand le couplage est aléatoire [36, 37].

Dans la pratique, les perturbations internes comme externes agissent sur la fibre. Leur nombre, force, orientation et distribution sont inconnus et varient dans le temps et avec les conditions externes. Sans la connaissance détaillée de ces perturbations et distributions, les équations des modes couplés ne peuvent être résolues. En revanche, si les perturbations sont aléatoirement distribuées le long de la fibre, alors la puissance moyenne dans chacun des

modes peut être décrite en terme de statistique des perturbations. Dans ce cas, la puissance couplée est une moyenne d'ensemble décrivant un grand nombre de fibres statistiquement équivalentes. Dans n'importe quelle fibre (échantillon), le couplage peut différer par rapport à la moyenne de l'ensemble. Les états de polarisations ne peuvent pas non plus être donnés ; cela requiert la connaissance détaillée des perturbations le long de la fibre.

Les équations couplées sont :

$$\begin{aligned}\frac{dP_x}{dz} &= h(P_y - P_x) \\ \frac{dP_y}{dz} &= h(P_x - P_y)\end{aligned}\quad (A-6)$$

Avec un signal monochromatique sur le mode x ($P_x = 1$ and $P_y = 0$), le couplage après une longueur L donne:

$$\frac{\langle P_y \rangle}{\langle P_x \rangle + \langle P_y \rangle} = \frac{1}{2}[1 - \exp(-2hL)] \quad (A-7)$$

h est relié au TEP (Taux d'Extinction en Polarisation par) [69]:

$$TEP = \frac{\langle P_y \rangle}{\langle P_x \rangle} = \tanh(hL) \quad (A-8)$$

Les pertes de TEP aux soudures :

Nous avons vu que les fibres double gaine sont parfois difficiles à souder de part la forte différence possible de diamètre entre la gaine de pompe et la gaine non guidante des fibres standards. En plus des difficultés liées à l'orientation des barreaux [68] vient s'ajouter la différence géométrique entre les barreaux des deux fibres considérées. Aussi, un désalignement suivant θ_z (rotation par rapport à l'axe z de propagation dans la fibre) peut entraîner une perte de TEP. Elle se calcule simplement en utilisant le formalisme des matrices de JONES. La polarisation à l'entrée (de taux d'extinction η_B) se décompose sur les axes propres en $(1-\alpha_1)P_x^{in}$ et $\alpha_1 P_y^{in}$. La polarisation après la soudure, et désalignée de θ_z , se décompose en P_x^{out} et P_y^{out} par :

$$\begin{pmatrix} P_x^{out} \\ P_y^{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos^2 \mathbf{q}_z & \sin^2 \mathbf{q}_z \\ \sin^2 \mathbf{q}_z & \cos^2 \mathbf{q}_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} (1-\mathbf{a}_1)P_x^{in} \\ \mathbf{a}_1 P_y^{in} \end{pmatrix} \quad (A-9)$$

$$\text{avec } \alpha_1 = 1/(\eta_B + 1) \quad (A-10)$$

Il apparaît que, plus le TEP de la source est important, plus les pertes sont sensibles au désalignement θ_z (Figure A-4)

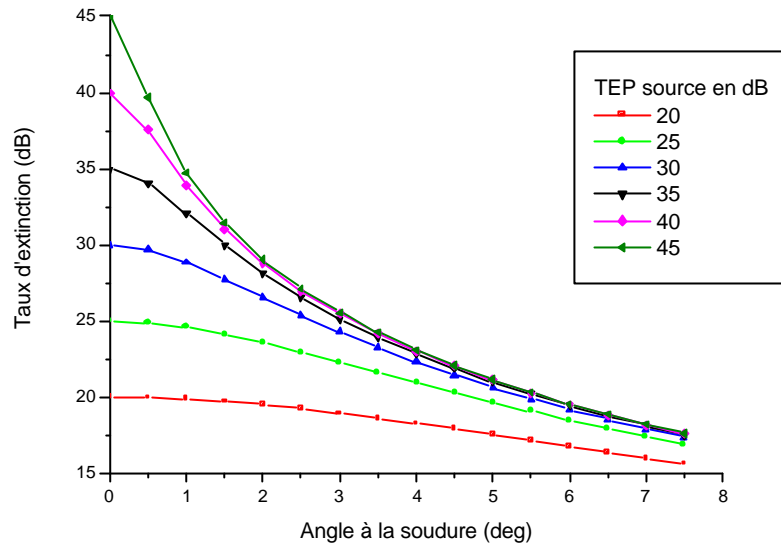


Figure A-4: Perte de TEP suivant θ_z et suivant le TEP de la source.

Les pertes passives :

Il est important de la mesurer pour une fibre PM car les contraintes introduites (par barreau dans notre cas) peuvent induire des pertes importantes. La conception des fibres Panda a été largement étudiée dans les années 1980. Des modèles numériques ont été développés pour analyser la biréfringence et les pertes passives. Ces modèles montrent que les dimensions et positions des barreaux doivent respecter certains rapports pour limiter les pertes passives tout en assurant une forte biréfringence [38].

Annexe B

Description du modèle théorique des amplificateurs optiques à fibres double gaine

Nous donnons, dans cette annexe, la démarche théorique permettant de retrouver le système d'équations différentielles couplées présenté dans le chapitre 2. Ce modèle s'applique à un amplificateur à fibre double gaine dopée Ytterbium, dans son comportement statique, avec un signal continu, et sans effets non-linéaires autre que l'émission Brillouin stimulée. Nous suivons la démarche de E. Desurvire [8], en considérant le milieu comme étant à deux niveaux d'énergie.

Formulation des signaux soumis à l'émission stimulée, l'émission spontanée et à l'absorption (Figure B-1):

On va considérer tout le spectre de l'Ytterbium. Dans ce spectre, nous distinguerons le signal à amplifier et la pompe. Les autres longueurs d'onde seront découpées en faisceaux optiques de largeur donnée. Ici, la variable k représente la longueur d'onde considérée. La largeur sera ici de 1 nm et correspond à un bon compromis entre le temps de calcul et la précision (C'est une valeur couramment pour les amplificateur Erbium).

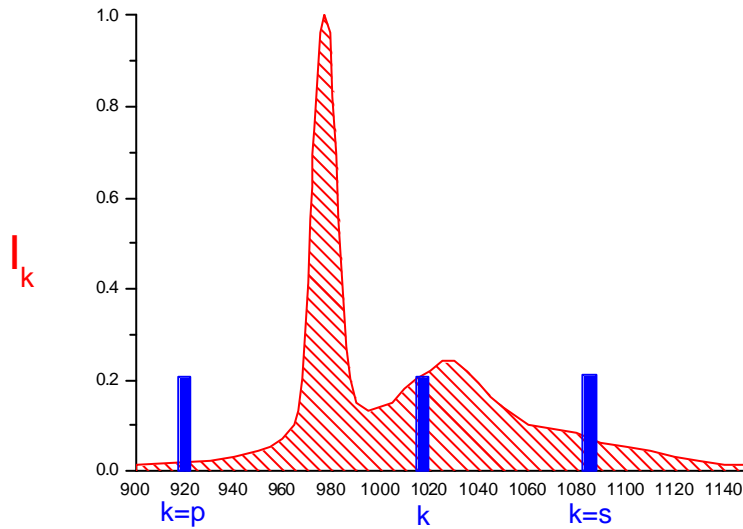


Figure B-1 : Découpage spectral par faisceaux signal ($s = 1083$ nm ici), pompe ($p = 920$ nm ici) et ESA.

Les signaux étant guidés dans la fibre, un système de coordonnées cylindrique (r, θ, z) sera adopté. Nous aurons ainsi :

$$P_k(z) = \int_0^{2p} \int_0^\infty I_k(r, \mathbf{q}, z) r dr d\mathbf{q} \quad (\text{B-1})$$

$P_k(z)$ est en Watt.

$I_k(r, \theta, z)$ est la distribution d'intensité lumineuse du faisceau k en $W.m^{-2}$, et peut se mettre sous la forme du produit d'une composante transverse et d'une composante longitudinale.

$$I_k(r, \mathbf{q}, z) = i_k(r, \mathbf{q}) P_k(z) \quad (B-2)$$

$i_k(r, \theta)$ est la composante transverse normalisée de l'intensité en m^{-2} telle que :

$$\int_0^{2p} \int_0^\infty i_k(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} = 1 \quad (B-3)$$

$k=s$ pour le signal et $k=p$ pour la pompe.

Les équations de population :

Les équations de population («Rate equations») décrivent les effets de l'absorption, de l'émission spontanée et de l'émission stimulée sur les populations des deux niveaux d'énergie.

$$\frac{dn_2(r, \mathbf{q}, z)}{dt} = \sum_k \frac{I_k(r, \mathbf{q}, z) \sigma_{ak} n_1(r, \mathbf{q}, z)}{h\nu_k} - \sum_k \frac{I_k(r, \mathbf{q}, z) \sigma_{ek} n_2(r, \mathbf{q}, z)}{h\nu_k} - \frac{n_2(r, \mathbf{q}, z)}{\tau} \quad (B-4)$$

$$n_t(r, \theta, z) = n_1(r, \theta, z) + n_2(r, \theta, z) \quad (B-5)$$

n_t est la concentration totale en ions Ytterbium en m^{-3}

n_1 est la densité de population du niveau inférieur $^4F_{7/2}$ en m^{-3}

n_2 est la densité de population du niveau supérieur $^4F_{5/2}$ en m^{-3}

σ_{ek} , σ_{ak} sont les sections efficaces d'absorption et d'émission du faisceau k en m^2

τ est la durée de vie du niveau supérieur en s

La première équation décrit l'évolution temporelle de la densité de population du niveau métastable, tandis que la seconde est l'équation de conservation des ions du système à deux niveaux d'énergie.

Les équations de propagation :

L'équation de propagation de chaque faisceau k traduisant l'évolution de la densité spectrale de puissance de ce faisceau le long de la fibre amplificatrice est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{dP_k(z)}{dz} = & u_k P_k(z) \int_0^{2p} \int_0^\infty (\sigma_{ek} n_2(r, \mathbf{q}, z) - \sigma_{ak} n_1(r, \mathbf{q}, z)) i_k(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} + \\ & u_k m h \mathbf{n}_k \Delta \mathbf{n}_k \int_0^{2p} \int_0^\infty \sigma_{ek} n_2(r, \mathbf{q}, z) i_k(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} \end{aligned} \quad (B-6)$$

$u_k = 1$ pour les faisceaux incidents à $z = 0$. et $u_k = -1$ pour les faisceaux incidents à $z = L$.

Le dernier terme est la contribution de l'émission spontanée amplifiée.

$m = 2$ est le nombre de modes et correspond, ici, aux deux états de polarisation du mode.

$\Delta\nu_k$ est la largeur de bande de l'émission spontanée amplifiée du faisceau k

Les conditions aux limites en $z = 0$ et en $z = L$ permettent l'intégration des équations. Ce sont les équations de base.

Régime stationnaire

En régime permanent, l'équilibre des populations est atteint. Ce régime décrit le système tout pendant qu'aucune variation du signal ou de la pompe ou de quelconque autre paramètre n'a lieu. Le temps d'observation est de l'ordre ou supérieur au temps τ .

Nous posons alors $\frac{dn_2}{dt} = 0$

L'équation aux vitesses devient donc :

$$n_2(r, \mathbf{q}, z) = \frac{\sum_k \frac{S_{ak}}{h\mathbf{n}_k} P_k(z) i_k(r, \mathbf{q})}{\sum_k \frac{S_{ak}}{h\mathbf{n}_k} P_k(z) i_k(r, \mathbf{q}) + \sum_k \frac{S_{ek}}{h\mathbf{n}_k} P_k(z) i_k(r, \mathbf{q}) + \frac{1}{t}} n_1(r, \mathbf{q}, z) \quad (\text{B-7})$$

Les équations de propagation pour le signal, la pompe et l'émission spontanée amplifiée deviennent :

$$\text{Signal : } \frac{dP_s(z)}{dz} = [g_e(\mathbf{n}_s, z) - g_a(\mathbf{n}_s, z)] P_s(z) \quad (\text{B-8})$$

$$\text{Pompe : } \frac{dP_p(z)}{dz} = [g_e(\mathbf{n}_p, z) - g_a(\mathbf{n}_p, z)] P_p(z) \quad (\text{B-9})$$

$$\text{ESA (+) : } \frac{dP_{ESA}^+(z)}{dz} = [g_e(\mathbf{n}_{ESA}, z) - g_a(\mathbf{n}_{ESA}, z)] P_{ESA}^+(z) + 2h\mathbf{n}_{ESA} g_e(\mathbf{n}_{ESA}, z) \quad (\text{B-10})$$

$$\text{ESA (-) : } \frac{dP_{ESA}^-(z)}{dz} = -[g_e(\mathbf{n}_{ESA}, z) - g_a(\mathbf{n}_{ESA}, z)] P_{ESA}^-(z) - 2h\mathbf{n}_{ESA} g_e(\mathbf{n}_{ESA}, z) \quad (\text{B-11})$$

ESA (+) et ESA (-) sont les émissions spontanées amplifiées co- et contra-propagatives

$$\text{Et : } g_e(\mathbf{n}_k, z) = s_{ek} \int_0^{2p} \int_0^\infty n_2(r, \mathbf{q}, z) i_k(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} \quad (\text{B-12})$$

$$g_a(\mathbf{n}_k, z) = s_{ak} \int_0^{2p} \int_0^\infty n_1(r, \mathbf{q}, z) i_k(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} \quad (\text{B-13})$$

Dans le cas de la propagation monomode, la composante transverse de l'intensité du rayonnement n'a pas de dépendance angulaire : $i_k(r, \theta)$ ne dépend pas de θ .

On peut théoriquement étendre ce modèle aux modes d'ordres supérieurs LP_{nm} ou aux modes de gaines. Nous avons vu que le nombre de modes de gaines dans le cas d'une fibre double gaine circulaire est extrêmement élevé et n'est pas utilisable ici (Voir IV-2-1 du chapitre 1). De plus, les gaines ne sont généralement pas à profil circulaire, ce qui nécessite de garder la dépendance en θ pour la pompe.

Simplifications :

La résolution de ces équations nécessite la connaissance de la répartition transverse des dopants dans la fibre $n_i(r, \theta, z)$ (avec $i = 1, 2$ ou t).

Les deux équations ne sont pas indépendantes et doivent être résolues simultanément. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice ou dans le cas où les ions Ytterbium seraient confinés dans le centre du cœur, Desurvire [8] développe deux séries d'équations plus aisées à résoudre. Dans ce cas, les intégrales transverses disparaissent pour faire place à une expression analytique approchée avec des facteurs de recouvrement adéquats.

Nous allons quant à nous, procéder à une simplification basée sur l'approche par facteur de recouvrement.

1^{er} approximation : Résolution par facteur de recouvrement

Nous allons intégrer les caractéristiques spatiales des modes pour former un paramètre indépendant : le facteur de recouvrement. Ce facteur représente l'intégrale de recouvrement entre la répartition transverse des ions Ytterbium et le profil du ou des modes optiques se propageant.

En suivant la même démarche que E. Desurvire, nous allons définir une densité de population moyenne caractérisant la distribution transverse des ions dopants (Figure B-2).

$$\bar{n}_i(z) = \frac{\iint n_i(r, \theta, z) r dr d\theta}{A_d} \quad (B-14)$$

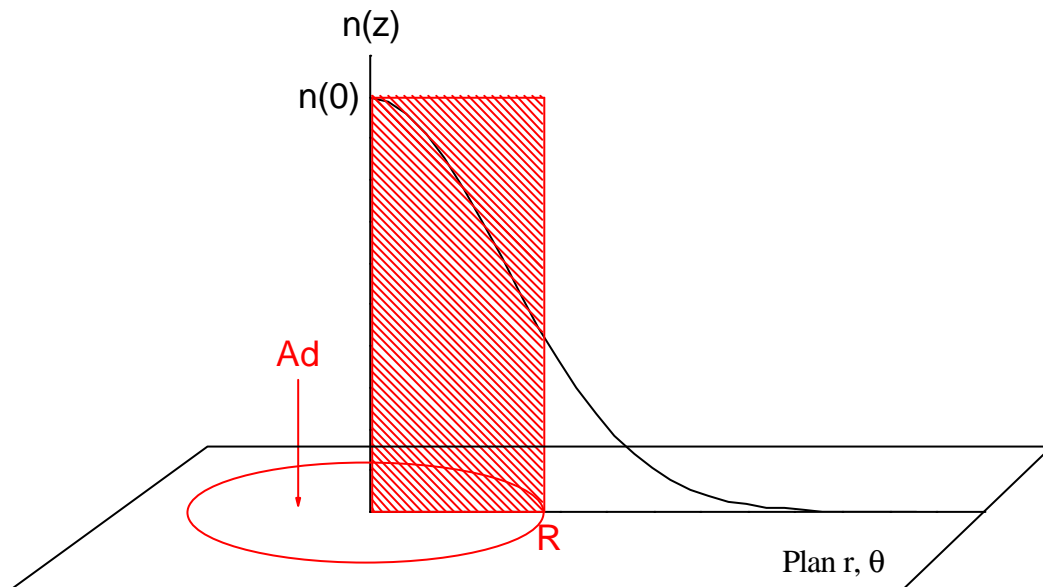


Figure B-2 : Définition de l'aire effective A_d et de la densité moyenne des ions dopants dans une fibre optique dopée. L'équation aux vitesses devient :

$$\frac{dn_2(r, \mathbf{q}, z)}{dt} = \sum_k \frac{I_k(r, \mathbf{q}, z) \mathbf{s}_{ak} n_1(r, \mathbf{q}, z)}{h \mathbf{n}_k} - \sum_k \frac{I_k(r, \mathbf{q}, z) \mathbf{s}_{ek} n_2(r, \mathbf{q}, z)}{h \mathbf{n}_k} - \frac{n_2(r, \mathbf{q}, z)}{t} \quad (\text{B-15})$$

$$\Gamma_d \frac{d\bar{n}_2(z)}{dz} = \sum_k \Gamma_{md} P_k(z) \frac{\mathbf{s}_{ak} \bar{n}_1(z)}{h \mathbf{n}_k} - \sum_k \Gamma_{md} P_k(z) \frac{(\mathbf{s}_{ek} + \mathbf{s}_{ak}) \bar{n}_2(z)}{h \mathbf{n}_k} - \Gamma_d \frac{\bar{n}_2(z)}{t} \quad (\text{B-16})$$

De même pour l'équation de propagation :

$$\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_k, z) = \mathbf{s}_{ek} \bar{n}_2(z) \Gamma_{md} \quad (\text{B-17})$$

$$\mathbf{g}_a(\mathbf{n}_k, z) = \mathbf{s}_{ak} \bar{n}_1(z) \Gamma_{md} \quad (\text{B-18})$$

En fait nous exprimerons les facteurs de recouvrement par :

$$\Gamma_{md} = \int_0^{2p_{coeur}} \int_0^R \frac{i_k(r, \mathbf{q}) n_i(r, \mathbf{q}, z)}{n_i} r dr d\mathbf{q} \quad (\text{B-19})$$

$$\Gamma_d = \int_0^{2p_{coeur}} \int_0^R \frac{n_i(r, \mathbf{q}, z)}{n_i} r dr d\mathbf{q} \quad (\text{B-20})$$

2nd approximation : Distribution uniforme des ions ytterbium :

Dans ce cas $n_i(r, \theta)$ est constante pour $0 < r < R$ et $0 < \theta < 2\pi$

Pour le signal et les faisceaux d'ESA dans une fibre monomode, $i_k(r, \theta)$ est donné par les fonctions de Bessel. En considérant l'approximation des enveloppes Gaussienne du mode fondamental LP₀₁, les intégrales de recouvrements deviennent :

$$\Gamma_{md} = \Gamma_s = \int_0^{2p} \int_0^R i_k(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} = 2p \int_0^R i_k(r) r dr = 1 - \exp\left(-\frac{R^2}{\mathbf{w}_k^2}\right) \quad (\text{B-21})$$

$$\Gamma_d = \int_0^{2p} \int_0^R r dr d\mathbf{q} = A_d \quad (\text{B-22})$$

Pour la pompe, $i_p(r, \theta)$ représente l'ensemble de tous les modes de gaine.

Selon la définition, $i_p(r, \theta)$ est la composante transverse et normalisée de l'intensité en m^2 telle que :

$$\int_0^{2p} \int_0^\infty i_p(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} = 1 \quad (\text{B-23})$$

$$\Gamma_{md} = \Gamma_p = \int_0^{2p} \int_0^R i_p(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} = 2p \int_0^R i_p(r) r dr = R_{c/g} \quad (\text{B-24})$$

Nous reviendrons sur la représentation du facteur de recouvrement de la pompe avec les ions dopants un peu plus tard afin de considérer la dépendance longitudinale de ce facteur.

Dépendance longitudinale de l'absorption :

Nous avons mesuré une dépendance longitudinale du coefficient d'absorption de la pompe au cours de sa propagation dans la gaine (Voir IV-2 du chapitre 1). Afin de tenir compte de ce phénomène nous avons phénoménologiquement introduit un coefficient C dépendant de z .

Le facteur de recouvrement de la pompe sera donc dépendant de z lui aussi.

$$\Gamma_p(z) = \Gamma_p C(z) \quad (B-25)$$

Le coefficient C est calculé à partir des variations d'absorption mesurées. Puisque l'absorption mesurée représente déjà l'intégrale du coefficient d'absorption suivant z , il faut effectuer sa dérivé avant de l'intégrer dans le modèle.

3^{ème} approximation : Les modes de gaine se répartissent uniformément dans la gaine

Dans ce cas, $i_p(r, \theta) = i_p = \text{constante} \forall 0 < r < a_g$ et $0 < \theta < 2\pi$

Cela nous donne :

$$i_p A_g = 1 \quad \text{soit} \quad i_p = \frac{1}{A_g} \quad (B-26)$$

$$\Gamma_{md} = \Gamma_p = \int_0^{2p} \int_0^R i_p(r, \mathbf{q}) r dr d\mathbf{q} = 2p \int_0^R i_p(r) r dr = 2p \int_0^R \frac{1}{A_g} r dr = \frac{A_d}{A_g} \quad (B-27)$$

L'équation aux vitesses devient :

$$t \frac{d\overline{n_2}(z)}{dt} = \sum_k \Gamma_{md} P_k(z) \frac{t \overline{s_{ak}} \overline{n_1}(z)}{h n_k A_d} - \sum_k \Gamma_{md} P_k(z) \frac{t (\overline{s_{ek}} + \overline{s_{ak}}) \overline{n_2}(z)}{h n_k A_d} - \overline{n_2}(z) \quad (B-28)$$

De même pour l'équation de propagation :

$$\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_k, z) = \overline{s_{ek}} \overline{n_2}(z) \quad (B-29)$$

$$\mathbf{g}_a(\mathbf{n}_k, z) = \overline{s_{ak}} \overline{n_1}(z) \quad (B-30)$$

Par définition la puissance de saturation est :

$$P^{sat} = A \frac{h n}{s t} \quad (B-31)$$

En régime stationnaire nous trouvons :

$$\frac{\overline{n_2}(z)}{\overline{n_1}} = \frac{\sum_s \Gamma_s \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} + \sum_p \Gamma_p \frac{P_p(z)}{P_p^{sat}} + \sum_k \Gamma_s \frac{P_{ESA}^{+et-}(z)}{P_{ESA}^{sat}}}{\sum_s \Gamma_s \frac{P_s(z)}{P_s^{sat}} + \sum_p \Gamma_p \frac{P_p(z)}{P_p^{sat}} + \sum_k \Gamma_s \frac{P_{ESA}^{+et-}(z)}{P_{ESA}^{sat}} + 1} \quad (B-32)$$

$$\text{et } \overline{n_1}(z) = 1 - \frac{\overline{n_2}(z)}{n_t} \quad (\text{B-33})$$

$$\text{Signal : } \frac{dP_s(z)}{dz} = [\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_s, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_s, z)]\Gamma_s P_s(z) \quad (\text{B-34})$$

$$\text{Pompe : } \frac{dP_p^\pm(z)}{dz} = \pm[\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_p, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_p, z)]\Gamma_p P_p^\pm(z) \quad (\text{B-35})$$

$$\text{ASE (+) : } \frac{dP_{ESA}^+(z)}{dz} = [\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_{ESA}, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_{ESA}, z)]\Gamma_k P_{ESA}^+(z) + 2h\mathbf{n}_{ESA}\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_{ESA}, z)\Gamma_k \quad (\text{B-36})$$

$$\text{ASE (-) : } \frac{dP_{ESA}^-(z)}{dz} = -[\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_{ESA}, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_{ESA}, z)]\Gamma_k P_{ESA}^-(z) - 2h\mathbf{n}_{ESA}\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_{ESA}, z)\Gamma_k \quad (\text{B-37})$$

Les sections efficaces effectives :

On pourra utiliser la notion de sections efficaces effectives intégrant les facteurs de recouvrement. Elle est définie par :

$$\sigma^{\text{eff}} = \sigma \Gamma \quad (\text{B-38})$$

Tous les termes Γ disparaissent des relations.

Les pertes passives :

Les pertes passives seront définies par un coefficient supplémentaire dans les relations de propagation. Un terme (α_{ppc}) sera utilisé pour les signaux (signal ou ESA) et un autre (α_{ppg}) pour la pompe.

Par exemple pour le signal :

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = [\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_s, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_s, z)]\Gamma_s P_s(z) - \mathbf{a}_{ppc} P_s(z) \quad (\text{B-39})$$

α_{ppc} représente les pertes passives en m^{-1} à la longueur d'onde du signal.

La diffusion Rayleigh :

Nous pouvons introduire de la même manière le coefficient de diffusion Rayleigh. Celui-ci agit sur toutes les longueurs d'onde considérées. La puissance diffusée sera ajoutée aux puissances se propageant dans le sens opposé. Aussi, tous les signaux contra-propagatifs devront être considérés.

Par exemple pour le signal :

$$\frac{dP_s^\pm(z)}{dz} = [\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_s, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_s, z)]\Gamma_s P_s^\pm(z) - \mathbf{a}_{pp} P_s^\pm(z) + S\mathbf{a}_R P_s^\mp(z) \quad (\text{B-40})$$

α_R représente le coefficient de diffusion Rayleigh en m^{-1} à la longueur d'onde du signal et S la partie de puissance diffusée et capturée par la fibre.

Discussion :

Le modèle développé ici est donc l'équivalent du modèle de E. Desurvire appliqué à la géométrie particulière de la fibre double gaine (2^{ième} et 3^{ième} approximation). La résolution numérique est, elle aussi identique. La considération de la diffusion Rayleigh et de l'émission Brillouin stimulée n'est pas pris en compte dans le modèle de E. Desurvire, mais la démarche est tout à fait classique. La généralisation de ce modèle au cas du laser, n'est pas non plus pris en compte par E. Desurvire qui ne s'intéresse qu'au cas de l'amplificateur.

Annexe C

Effets non-linéaires (Brillouin et Kerr) dans les fibres

Nous donnons, dans cette annexe, quelques généralités sur les deux principaux effets non-linéaires dans les fibres optiques que sont l'effet Brillouin et l'effet Kerr. Nous présentons aussi la manière dont l'effet Brillouin est introduit dans notre modèle de base.

Généralités

L'effet Brillouin :

L'effet Brillouin fut mis en évidence pour la première fois en 1964 [179]. L'émission Brillouin stimulée peut être vue comme l'excitation de modes de vibrations des molécules formant le champ cristallin (effet acousto-optique). L'effet Brillouin correspond à la génération d'une onde Stokes de plus basse fréquence que l'onde incidente (appelée onde pompe dans la littérature et à ne pas confondre avec le signal créant l'inversion de population dans un amplificateur) et se propageant à l'opposé de celle-ci. Les réflexions Brillouin s'accroissent quand la puissance injectée augmente, jusqu'à atteindre un transfert presque total (on parle alors de miroir Brillouin).

Le décalage en fréquence résulte de l'excitation des modes de vibrations des molécules formant le champ cristallin, et sa valeur dépend directement de ce champ. Le décalage Brillouin ν_B est d'environ 15,7 GHz soit 63 pm pour une fibre silice à 1 μm .

Cependant il existe des ondes acoustiques Brillouin générées dans toutes les autres directions. En particulier, les ondes Brillouin transverses ont été mises en évidence et mesurées dans les fibres [170].

R. G. Smith [116] a calculé l'interaction d'une onde Brillouin dans une fibre en sommant toutes les contributions le long de la fibre. On arrive à la relation approchée suivante reliant la puissance de pompe au seuil P_{seuil} , au gain Brillouin g_B , à la longueur de fibre effective L_{eff} et à la surface effective du mode A_{eff} :

$$\frac{g_B P_{\text{seuil}} L_{\text{eff}}}{A_{\text{eff}}} \approx 21 \quad (\text{C-1})$$

g_B est le gain Brillouin et peut être quantifié par une approche semi-classique. Cotter [117] exprime le gain Brillouin en fonction des caractéristiques de la fibre (indice de réfraction, coefficient élasto-optique, vitesse de l'onde acoustique, densité du verre, maintien de polarisation). De plus, il est nécessaire de tenir compte des largeurs spectrales respectives de la pompe $\Delta\nu_P$, et de la largeur spectrale d'émission spontanée Brillouin $\Delta\nu_B$. Cette dernière peut être estimée à 31,7 MHz à 1,1 μm .

L'expression devient alors :

$$P_{seuil} = 4,57 * 10^{11} \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \frac{\Delta n_B + \Delta n_P}{\Delta n_B} \quad (C-2)$$

Quand la largeur spectrale de la pompe est supérieure à celle de l'onde acoustique, le seuil Brillouin augmente.

La longueur effective L_{eff} , dépend des pertes passives dans la fibre et vaut :

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-a_{pp} L)}{a_{pp}} \quad (C-3)$$

Deux cas extrêmes sont importants :

- 1^{er} cas Quand $\alpha_{pp} L \gg 1$:
 Alors $L_{eff} \sim 1/\alpha_{pp}$
 2nd cas Quand $\alpha_{pp} L \ll 1$:
 Alors $L_{eff} \sim L$

Dans le 1^{er} cas, le seuil Brillouin est donc d'autant plus petit que les pertes passives sont petites elles aussi. Pour une fibre silice α_{pp} vaut typiquement $0,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ (3 dB/Km). Pour la fibre double gaine Ytterbium utilisée dans le modèle (fibre 1) α_{pp} vaut $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ (6 dB/Km).

Notons que pour un signal spectralement très fin ($< \text{MHz}$) à 1100 nm, et dans la fibre 1 ($A_{eff} = 50 \mu\text{m}^2$; $L_{eff} = 8 \text{ m}$), la puissance seuil Brillouin est d'environ 2,8 W ou 22 Wm.

On montre que dans le cas où la puissance d'entrée n'est plus continue le signal Brillouin présente des ondulations temporelles correspondantes aux oscillations de relaxation [151]. Celles-ci proviennent de réflexions du signal Brillouin lui même dans le cas où la durée de l'impulsion Brillouin est supérieure ou proche du temps de vie du phonon (nanoseconde).

L'effet Kerr

Dans le cas où le signal est une impulsion de forte puissance crête, d'autres effets non linéaires doivent être pris en compte. En premier lieu, c'est l'effet Kerr optique qui intervient. L'indice de réfraction est fonction de l'intensité optique s'y propageant. La dépendance au premier ordre est donnée par [151] :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (C-4)$$

où n_0 est l'indice de réfraction linéaire, n_2 l'indice de réfraction non-linéaire au premier ordre et I l'intensité optique. n_2 vaut, typiquement, $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ dans une fibre de silice [151].

Dans le cas d'impulsions courtes, cela a pour conséquence de moduler la phase du signal, et donc, d'élargir ou comprimer temporellement l'impulsion. Ce sont les effets d'automodulation de phase (Self Phase Modulation ou SPM) ou de modulation de phase croisée (Cross Phase Modulation ou XPM). D'autre part, cet effet est à l'origine du mélange à quatre ondes (Four Wave Mixing FWM). Le déphasage introduit dépend de la longueur de parcours dans la fibre. Il est donné par :

$$\Delta\Phi = \frac{2pL}{I}n = \frac{2pL}{I}n_0 + \frac{2pL}{I}n_2 \frac{P}{A_{eff}} = \Delta\Phi_{lin} + gPL \quad (C-5)$$

Nous voyons apparaître le terme γ qui représente le coefficient non-linéaire. Dans une fibre dopée Er:Yb, il apparaît que γ est supérieur d'un facteur 10 à celui de la même fibre, mais non dopée [144]. L'origine de cet accroissement de l'indice non-linéaire n'est pas encore connue. A 1 μm , γ vaut environ 4 $\text{W}^{-1}\text{Km}^{-1}$.

Nous n'aborderons pas plus en détail cet effet car nous nous limitons à l'amplification continue de signaux continus.

Introduction du Brillouin dans notre modèle de base :

L'expression analytique de Cotter donne une bonne estimation du seuil Brillouin dans les fibres passives mais s'adapte mal à l'amplification simultanée de ce signal dans une fibre dopée. Aussi, nous nous employons, ici, à intégrer le modèle semi-classique précédent dans notre modèle numérique.

Dans le cas de l'approximation des enveloppes lentement variables et d'un signal de pompe continu, les intensités de l'onde pompe et de l'onde Stokes obéissent au système d'équations couplées suivant [152]:

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dz} &= -g_B BI - \mathbf{a}_{ppc} I \\ \frac{dB}{dz} &= -g_B BI + \mathbf{a}_{ppc} I \end{aligned} \quad (C-6)$$

L'onde Stokes se propageant en sens inverse de l'onde pompe, les signes s'expliquent aisément si on considère l'axe z de propagation dans le sens de l'onde pompe. Les variables phénoménologiques g_B et α_{ppc} apparaissent d'elles-mêmes dans les équations. Ce système d'équation n'est résoluble analytiquement que dans le cas où $\alpha_{ppc} = 0$.

Dans le cas où la génération de l'onde Brillouin aurait lieu dans l'amplificateur lui-même, les signaux sont amplifiés au cours de leur traversée dans la fibre dopée. Nous ferons l'hypothèse que c'est le signal amplifié qui générera de manière prépondérante l'onde Stokes. En effet, c'est le signal qui possède l'intensité la plus importante lorsque l'amplificateur est optimisé, et c'est aussi le signal qui possède une largeur spectrale inférieure à la largeur $\Delta\nu_B$. Aussi, il faut inclure le terme $-g_B BI$ dans l'équation de propagation du signal et ajouter la seconde équation à notre système.

D'où :

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = [\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_s, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_s, z)]\Gamma_s P_s(z) - g_B B(z)P_s(z) - \mathbf{a}_{ppc} P_s(z) \quad (C-7)$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = -[\mathbf{g}_e(\mathbf{n}_s, z) - \mathbf{g}_a(\mathbf{n}_s, z)]\Gamma_s B(z) - g_B B(z)P_s(z) + \mathbf{a}_{ppc} B(z) \quad (C-8)$$

Le problème majeur réside dans l'estimation du gain Brillouin g_B dans la fibre dopée, ainsi que dans la condition limite à l'extrémité de la fibre. Le gain Brillouin g_B dans la fibre dopée sera pris identique au gain Brillouin d'une fibre non dopée de même caractéristique [117]. Cela nous donne la valeur de $4,6 \cdot 10^{-11}$ m/W dans le cas de la fibre 1.

A l'extrémité de la fibre, la valeur de B en $z = L$ peut être représenté par l'émission spontanée à la longueur d'onde Brillouin ($\nu_s = \nu_p + \nu_B$) dans la bande spectrale Brillouin ($\Delta\nu_B$). Nous avons vu que celle-ci vaut environ 31,7 MHz. Une expression de cette puissance d'émission spontanée Brillouin est donnée par [116]. Cela nous donne une valeur de $B(z = L) = 10^{-9}$ W.

Annexe D

Modélisation de la réflectivité des réseaux de Bragg photo-inscrits dans les fibres

Dans cette annexe, nous allons rappeler brièvement le modèle décrivant la réflectivité des réseaux de Bragg photo-inscrits dans une fibre. Cela permet de l'appliquer à deux réseaux de Bragg utilisés. D'une part un réseau R_{\max} spectralement large, et d'autre part, un réseau R_{\min} spectralement fin. Pour ce dernier, il n'a pas été possible, avec les moyens dont nous disposons, de mesurer le profil de réflectivité, aussi nous avons utilisé les résultats théoriques dans notre modèle numérique du laser fibré.

Diverses méthodes permettent de simuler le comportement d'un réseau de Bragg [169]. Tout d'abord, on résout les équations de Maxwell appliquées au cas du guide cylindrique (fibre optique). Le guide présente une modulation de l'indice de réfraction. On va considérer que la solution des équations est la combinaison linéaire de deux ondes (deux modes). En restreignant l'analyse à un faible couplage de mode, on peut effectuer l'approximation des enveloppes lentement variables (SVEA) et éliminer les termes rapides en fonction de l'axe de propagation z . Le système fera apparaître les constantes de couplage entre mode κ , les coefficients κ' traduisant l'écart entre la constante de propagation réelle δ dans le réseau de Bragg et celle sans réseau (β), la longueur du réseau L , et le pas de la modulation d'indice $\Lambda(z)$ pouvant être dépendant de z dans le cas des réseaux glissants « chirped ».

Cette analyse peut-être généralisée à un formalisme utilisant des matrices de transfert. Cela permet d'associer plusieurs sections de réseaux différents en considérant que les paramètres κ^m , L^m et $\Lambda^m(z)$ sont constants pour la section m considérée. Les matrices relient l'amplitude complexe des ondes entrantes ($R1$ et $S2$) et sortantes ($S1$ et $R2$) de la section considérée suivant la figure D-1 :

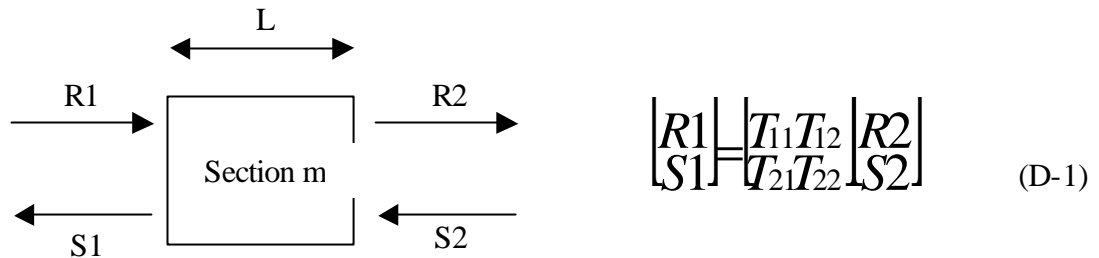


Figure D-1 : Signaux intervenant dans une section m donnée et formalisme matriciel associé.

Pour une section unique, nous avons les relations suivantes :

Coefficients de la matrice	Avec	Coefficients de réflexion et de transmission en intensité
$T_{11} = \cosh(aL) - \frac{id \sinh(aL)}{a}$ (D-2)	$a = \sqrt{\kappa^2 + \delta^2}$ (D-6)	$T = \left \frac{R_2}{R_1} \right ^2 = \left \frac{1}{T_{11}} \right ^2$ (D-8)
$T_{22} = \cosh(aL) + \frac{id \sinh(aL)}{a}$ (D-3)	$d = \frac{2pn}{l} - \frac{2pn}{\Lambda}$ (D-7)	$R = \left \frac{S_1}{R_1} \right ^2 = \left \frac{T_{21}}{T_{11}} \right ^2$ (D-9)
$T_{12} = -\frac{ik \sinh(aL)}{a}$ (D-4)		
$T_{21} = \frac{ik \sinh(aL)}{a}$ (D-5)		

Tableau D-1 : Coefficients de la matrice.

Nous avons ainsi utilisé le précédent modèle numérique et comparé avec les mesures de réflectivités de nos réseaux. En ajustant les paramètres L et κ , nous retrouvons la forme spectrale du réseau utilisé (Figure D-2 et D-3). Pour les réseaux inférieurs à 100 pm, nous n'avons pas pu mesurer la réflectivité à cause de la résolution de notre ASO. Cependant, nous donnons les paramètres L et κ pour obtenir une réflectivité de X % et une largeur de Y pm.

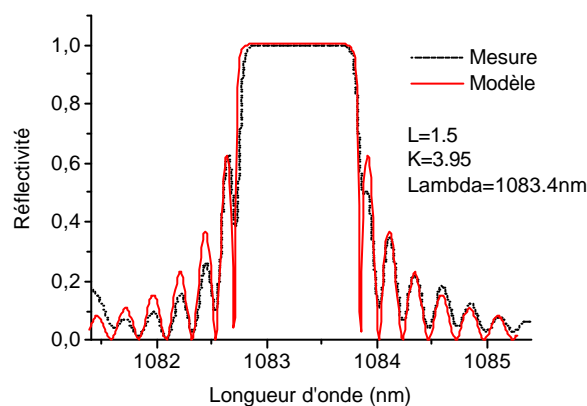


Figure D-2 :Miroir Rmax.

Ajustement des paramètres du modèle vis-à-vis de la réflectivité mesurée.

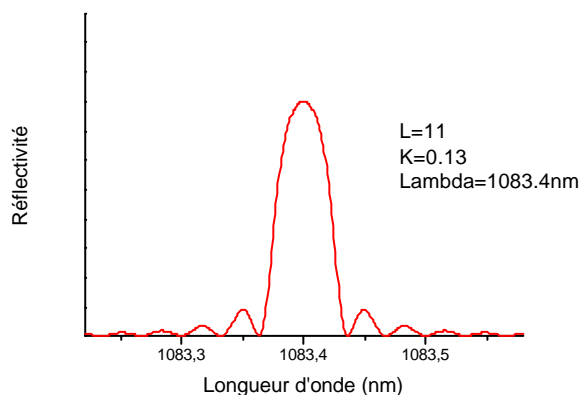


Figure D-3 : Miroir Rmin.

Ajustement des paramètres du modèle pour obtenir la réflectivité et la largeur donnée par le fournisseur.

Bibliographie

- [1] B. Cagnac, J-C. Pebay-Peyroula, "Physique atomique", Dunod, 1975
- [2] A. A. Kaminski, "Laser Crystals – Their Physics and Properties," Berlin, Springer-Verlag, 2nd Edition, 1975
- [3] X. Zou, H. Toratani, "Evaluation of spectroscopic properties of Yb³⁺-doped glasses," Phys. Rev., Vol. 52, no. 22, (1995)
- [4] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J. M. Dawes, "Ytterbium-Doped Silica Fiber Lasers: Versatile Sources for the 1-1.2 μ m Region", IEEE J. of Selected Topics in Quant. Elec., Vol. 1, No. 1, 1995
- [5] H. Kiriyama, N. Srinivasan, M. Yamanaka, Y. Izawa, T. Yamanaka and S. Nakai, "Temperature Dependence of Emission Cross-section of Yb :glass", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 36, No. 9A/B, pp. 1165-1167, 1997
- [6] Z. Burshtein, Y. Kalisky, S. Z. Levy, P. Le Boulanger, and S. Rotman, "Impurity Local Phonon Nonradiative Quenching of Yb³⁺ Fluorescence in Ytterbium-Doped Silicate Glasses", IEEE J. Quantum Elec., Vol. 36, No. 8, 2000
- [7] S. Magne, M. Druetta, J. P. Goure, J. C. Thevenin, P. Ferdinand et G. Monnom, "Etude d'un laser à fibre dopée Yb³⁺ Emission spontanée amplifiée, accordabilité en cavité externe et luminescence coopérative"
- [8] E. Desurvire, "Erbium-doped fiber amplifiers - Principles and Applications", Wiley Interscience, John Wiley&Sons, New York, (1994)
- [9] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, "Mécanique quantique", Collection Enseignement des Sciences, 16, Hermann Edition, Nouvelle édition 1977
- [10] B. R. Judd, "Optical absorption intensities of rare-earth ions", Phys. Rev., Vol. 127, No. 3, pp. 750-761, 1962.
- [11] M. J. Weber, J. E. Lynch, D. H. Blackburn, and D. J. Cronin, "Dependence of the Stimulated Emission Cross Section of Yb³⁺ on Host Glass Composition", IEEE J. Quantum Elec., Vol. QE19, No. 10, 1983
- [12] S. Magne, Y. Ouerdane, M. Druetta, J. P. Goure, P. Ferdinand, G. Monnom, "Cooperative luminescence in an ytterbium-doped silica fibre", Optics Com. 111, pp. 310-316, 1994
- [13] J. W. Hofstraat, M. P. Oude, F. C. J. M. van Veggel, D. N. Reinhoudt, M. H. V. Werts, and J. W. Verhoeven, "Near-IR Luminescent Rare Earth Ion-Sensitizer Complexes", J. Fluorescence, Vol. 8, No.4, 1998
- [14] R. H. Page, K. I. Schaffers, P. A. Waide, J. B. Tassano, S. A. Payne and W. F. Krupke, "Upconversion-pumped luminescence efficiency of rare-earth-doped hosts sensitised with trivalent ytterbium", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 15, No.3, 1998

- [15] E. Delevaque, "Contribution à l'étude de composants actifs à fibre de silice dopée aux ions de terre rares", Thèse de l'Université de Lille Flandres Artois, 1993
- [16] P. Le Boudec, "Propriétés statiques et dynamiques des lasers à fibre dopée erbium et néodyme", Thèse de l'Université de Rennes I, 1993
- [17] E. Delevaque, T. Georges, M. Monerie, P. Lamouler, J.F. Bayon, "Pair induced quenching in erbium-doped silica te fibers", Third optical meeting of Optical Amplifiers and Their Applications, WE4, Santa Fe, 1992
- [18] J. D. Minelly, E. R. Taylor, K. P. Jedrzejewski, J. Wang, D. N. Payne, "Laser diode pumped neodymium doped fiber laser with output power in excess of 1 W", Proc. CLEO'92, Anaheim, CA, Paper CWE6, 1992
- [19] J. Kirchhof, S. Unher, "Codoping Effects in Fibers for Active Applications," Proceedings WM1-1
- [20] L. Laversenne, C. Goutaudier, Y. Guyot, M. Th. Cohen-Adad, G. Boulon, "Croissance de fibres à gradient de concentration et analyse des processus dynamiques de transitions laser résonnantes dans Y_2O_3 dopé Er^{3+} , Yb^{3+} et Ho^{3+} ", B29
- [21] G. G. Vienne, J. E. Caplen, L. Dong, J. D. Minelly, J. Nilsson, and D. Payne, "Fabrication and Characterization of $\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ Phosphosilicate Fibers for Lasers", J. Light. Tech., Vol. 17, No. 11, 1998
- [22] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-Doped Fiber Amplifier", IEEE J. Quantum Elec., Vol. 33, No. 7, 1997
- [23] P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson, "Erbium-Doped Fiber Amplifiers – Fundamentals and Technology", Academic Press, New York, 1999
- [24] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, W. H. Reeves, P. St. J. Russel and J. Arriaga, " Yb^{3+} -doped photonic crystal fibre laser", Elec. Lett., Vol. 36, No. 17, 2000
- [25] R. Paschotta, J. Nilsson, P. R. Barber, J. E. Caplen, A. C. Tropper, D.C. Hanna, "Lifetime quenching in Yb-doped fibres", Optics Com. 136, pp. 375-378, 1997
- [26] A. Liu, K. Ueda, "Propagation losses of pump light in rectangular double-clad fibers", Opt. Eng., Vol. 35, No. 11, pp. 3130-3134, 1996
- [27] J. Kaur, K. Thyagarajan, B. P. Pal, "Estimation of cutt-off wavelength of rare earth doped single-mode fibers", Optics Com., Vol. 170, pp. 355-359, 1999
- [28] A. E. Siegman, "Lasers", University Science Books, 1986
- [29] P. Tosin, W. Lüthy, and H. P. Weber, "Determination of concentration of rare earth dopants in optical fibers", 9th Cimtec-World Forum on New Materials, Symposium X-Innovative Light Emitting Materials, 1999

- [30] D. E. McCumber, "Theory of Phonon-Terminated Optical Masers", *Phys. Rev.*, Vol. 134, No. 2A, 1964
- [31] T. Weber, W. Lüthy, H. P. Weber, V. Neuman, H. Berthou, G. Kotrotsios, J. P. Dan, and H. E. Hintermann, "Cladding-Pumped Fiber Laser", *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. 31, No. 2, 1995
- [32] D. C Hanna, M. J. McCarthy and P. J. Suni, "Thermal considerations in longitudinally pumped fibre and miniature bulk lasers", *SPIE Fiber Laser Sources and Amplifiers*, Vol. 1171, 1989
- [33] N. A. Brilliant, and K. Lagonik, "Thermal effects in dual-clad ytterbium fiber laser", *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 21, 2001
- [34] A. R. Boyain y Goitia, A; N. tarodumov, D. Monzon-Hernandez, V. N. Filippov, and P. Gavrilovic, "Birefringence measurement in double-clad fiber lasers with large cross section", *App. Opt.*, Vol.39, No. 14, 2000
- [35] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, L. Goldberg, "Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier", *Opt. Lett.*, Vol. 25, No. 7, 2000
- [36] S. C. Rashleigh, W. K. Burns, R. P. Moeller, and R. Ulrich, "Polarization holding in birefringent single-mode fibers", *Opt. Lett.*, Vol. 7, pp 40-42, 1982
- [37] S. C. Rashleigh, "Origins and Control of Polarization Effects in Single-Mode Fibers", *J. Light. Technol.*, Vol. LT-1, No. 2, 1983
- [38] Y. Sasaki, T. Hosaka, M. Horiguchi, and J. Noda, "Design and Fabrication of Low-Loss and Low-Crosstalk Polarization-Maintaining Optical Fibers," *J. Light. Tech.*, Vol. LT-4, No. 8, 1986
- [39] S. Bedö, W. Lüthy, and H. P. Weber, "The effective absorption coefficient in double-clad fibres", *Optics Com.*, Vol. 99, pp. 331-335, 1993
- [40] P. Leproux, S. Fevrier, V. Doya, P. Roy, D. Pagnoux, "Optimisation d'un amplificateur à fibre double gaine avec propagation chaotique de la pompe", *JNOG* 2000
- [41] A. Liu, K. Ueda, "The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers", *Optics Com.* Vol. 132, pp. 511-518, 1996
- [42] D. Kouznetsov and J. V. Moloney, "Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. I. Fiber with circular symmetry", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 18, No. 6, 2001
- [43] V. Doya, O. Legrand, and F. Mortessagne, "Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier", *Opt. Lett.*, Vol. 26, No. 12, 2001
- [44] V. Doya, P. Leproux, F. Mortessagne, O. Legrand, D. Pagnoux, P. Roy, "Application des fibres chaotiques à l'amplification de puissance", *JNOG* 1999

- [45] B. Auchli, W. Lüthy, and H. P. Weber, "Side monitoring of a double-clad side-pumped Nd fibres laser", *Meas. Sci. Techn.*, Vol. 8, pp. 623-626, 1997
- [46] T. Weber, W. Lüthy, H. P. Weber, "Side-pumped fiber laser", *App. Phys. B*. Vol. 63, pp. 131-134, 1996
- [47] L. Goldberg, J. Koplow, "High power side pumped Er/Yb doped fiber amplifier", *Proceedings WA7-1*
- [48] K. Brice, R. Vincent, E. Patrick, P. David, "Conception d'un nouveau modèle analytique pour laser de puissance monomode à fibre double clad, et réalisation expérimentale d'un laser de puissance à 1100nm", *JNOG 2000*
- [49] S. K. Mondal and S. Sarkar, "Coupling of a laser diode to single-mode fiber with an upside-down tapered lens end," *App. Opt.*, Vol. 38, No. 30, 1999
- [50] W. T. Chen, L. A. Wang, "Optical coupling between singlemode fibres by utilising long-period fibre gratings", *Elec. Lett.*, Vol. 35, No. 5, 1999
- [51] P. Bousselet, M. Bettati, L. Gasca, P. Lambelet, F. Leplingard, D. Bayart, "+30dBm output power from a cladding-pumped Yb-free EDFA for L-band applications", *Proceedings OWC3-1* 2001
- [52] H. S. Seo, D. I. Chang, Y. G. Choi, J. T. Ahn, D. H. Cho, K. H. Kim, "Highly efficient single mode laser in Yb-doped double clad fiber with novel cavity design", *Proceedings* 2001
- [53] N. Pavel, T. Taira, "Pump-beam M^2 factor approximation for design of diode fiber-coupled end-pumped lasers", *Opt. Eng.* Vol. 38, No. 11, 1999
- [54] S. Delepine, P. Salet, F. Gérard, A. Pinquier, T. Fillion, J. Pasquier, P. Doussière, J. P. Chardon, M. Di Maggio, F. Boubal, and G. Gelly, "370mW coupled into singlemode optical fibre from 1.48 μ m unstable cavity laser", *Elec. Lett.*, Vol. 35, No. 2, 1999
- [55] N. S. Kim, M. Prabhu, C. Li, J. Song, D. Shen, and K-I Ueda, "Absorption characteristics of high-power disc fiber laser by side pumping of laser diode", *Proceedings of CLEO Pacific Rim*, 1999
- [56] C. Li, D. Chen, J. Song, N. S. Kim and K-I. Ueda, "Analysis of high-power double-clad fiber lasers side-pumped by multiple diode-lasers in V-groove configuration", *Proceedings CLEO Pacific Rim* 1999
- [57] J. D. Minelly, Z. J. Cheng, R. I. Laming, and J. E. Caplen, "Efficient cladding pumping of an Er³⁺ fibre", *Proceedings of 21st ECOC*, 1995
- [58] H. Po, J. D. Cao, B. M. Laliberte, R. A. Minns, R. F. Robinson, B. H. Rockney, R. R. Tricca, and Y. H. Zhang, "High power neodymium-doped single transverse mode fibre laser", *Elec. Lett.* Vol. 29, No. 17, 1993

- [59] P. Glas, M. Naumann, A. Schirmacher, S. Unger, and T. Pertsch, "Short-length 10-W cw neodymium-doped M-profile fiber laser", *App. Opt.*, Vol. 37, No. 36, 1998
- [60] P. Glas, M. Naumann, A. Schirmacher, S. Unger, T. Pertsch, "A high power neodymium-doped fiber laser using a novel fiber geometry", *Optics Com.* Vol. 141, pp. 336-342, 1997
- [61] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli, B. C. McCollum, "Double clad, offset core Nd fiber laser", *Proceedings PD5-1*, 1988
- [62] R. Diehl, "High-Power Diode Lasers Fundamentals, Technology, Applications", *Topics in Applied Physics* Vol. 78, Springer-Verlag, Berlin, 2000
- [63] H. Zellmer, A. Tünnermann, H. Welling, "Double-Clad Fiber Laser with 30 W Output Power", *OSA TOPS* Vol. 16, M. N. Zervas, A. E. Willner, and S. Sasaki Edition, 1997
- [64] T. Sun, Z. Y. V. Grattan, and A. W. Palmer, "Intrinsic strain and temperature characteristics of Yb-doped silica-based optical fibers", *Rev. Scient. Inst.*, Vol. 70, No.2, 1999
- [65] A. S. Kurkov, O. I. Medvedkov, V. I. Karpov, S. A. Vasiliev, O. A. Lexin, E. M. Dianov, "Photosensitive Yb-doped double-clad fiber for fiber lasers", *Proceedings WM4-1*
- [66] B. Peng, T. Izumitani, "Optical properties, fluorescence mechanisms and energy transfer in Tm^{3+} , Ho^{3+} and Tm^{3+} - Ho^{3+} doped near-infrared laser glasses, sensitized by Yb^{3+} ", *Opt. Mat.*, Vol. 4, PP. 797-810, 1995
- [67] D. Marcuse, "Loss analysis of single mode fiber splices", *Bell Syst. J.*, Vol. 51, No. 5, pp. 703-717, 1977
- [68] W. Zheng, "Automated Fusion-Splicing of Polarization Maintaining Fibers", *J. Ligth. Techn.* Vol. 15, No. 1, 1997
- [69] I. P. Kaminov, "Polarization in Optical Fibers", *IEEE J. Quant. Elec.*, Vol. QE17, No.1, 1981
- [70] I. Kasik, V. Matejec, M. Pospisilova, J. Kanka, and J. Hora, "Silica optical fibers doped with Yb^{3+} and Er^{3+} ", *SPIE* Vol. 2777/71
- [71] J. E. Townsend et al., "Solution-doping technique for fabrication of rare-earth doped optical fibres", *Electron. Lett.* Vol. 23, 1987
- [72] J. R. Armitage, "Three Level Fibre Amplifier: Theoretical Model", *Appl. Opt.*, Vol. 27, No. 23, pp. 4831-4836, 1988
- [73] I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna, A. C. Tropper, "Tunable CW Neodymium Doped Monomode Fibre Laser Operating at 0.900-0.945 and 1.070-1.135 μm ", *Opt. Lett.*, Vol. 11, pp. 709-711, 1986

- [74] G. S. Offelt, "Intensities of Crystal Spectra of Rare-Earth Ions", J. of Chem. Phys., Vol. 37, No. 3, 1962.
- [75] A. R. Faidz, H. Ghafouri-Shiraz, K. Takahashi, and H. T. Chuah, "Analysis of light reflections on the coupling efficiency of a laser diode to a conically lensed single-mode fiber", Microwave and optical Techn. Lett., Vol. 24, No. 4, 2000
- [76] T. Sun, Z. Y. Zhang, K. T. V. Grattan, and A. W. Palmer, "Ytterbium-based fluorescence decay time fiber optic temperature sensor systems", Rev. Scient. Inst., Vol 69, No. 12, 1998
- [77] J. Bures, S. Lacroix, and J. Lapierre, Appl. Opt., Vol. 22, No. 12, 1983
- [78] S. Mohrdiek, L. R. Brovelli, M. Burkhard, C. S. Harder, A. Jakubowicz, W. Patrick, E. J. Williams, A. Oosenbrug, "High-brightness broad-area lasers with reliability for Yb-Er-fiber pumping applications", Invited Paper, SPIE Vol. 3628, San Jose, California, 1999.
- [79] A. Mathur, M. Ziari, M. Fisher, and J. Neff, "Over 1W fibre-coupled power from single semiconductor source for pumping of Raman fibre amplifiers and erbium-doped fibre amplifiers", Elec. Lett., Vol. 36, No. 5, 2000
- [80] L. A. Wang and C. D. Su, "Tolerance analysis of aligning an astigmatic laser diode with single mode optical fiber", J. Lightwave Technol., Vol. 14, 1996 **A CHERCHER**
- [81] R. Yamauchi, M. Miyamoto, K. Inada, "Practical determination of equivalent-step-index profiles for single-mode fibres", Elec. Let. Vol. 18, No. 13, 1982
- [82] J. Streckert, "New method for measuring the spot size of single-mode fibers", Optics Letters, Vol. 5, No. 12, 1980
- [83] J. L. Zyskind, E. Desurvire, J. W. Sulhoff, and D. J. Di Giovanni, "Determination of Homogeneous Linewidth by Spectral Gain Hole-Burning in an Erbium-Doped Fiber Amplifier with GeO₂:SiO₂ Core", IEEE Phot. Technol. Let. Vol. 2, No. 12, 1990
- [84] C. Y. Chen, S. Wen, and S. Chi, "Measuring emission cross-section profile of erbium-doped fibre with low input power", Elect. Letters, Vol. 30, No. 11, 1994
- [85] J. Noda, K. Okamoto, Y. Sasaki, "Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications", J. Light. Technol., Vol. LT-4, No. 8, 1986
- [86] Y. Tashiro, S. Koyanagi, K. Aiso, K. Tanaka, and S. Namiki, "Development of High-Power Optical Amplifier", Furukawa Review, No. 19, 2000
- [87] J. M. Sousa, J. Nilsson, C. C. Renaud, J. A. Alvarez-Charez, A. B. Grudinin, and J. D. Minelly, "Broad-Band Diode-Pumped Ytterbium-Doped Fiber Amplifier with 34-dBm Output Power", IEEE Phot. Tech. Let. , Vol. 11, No. 1, 1999
- [88] J. D. Minelly, Z. J. Chen, R. I. Laming and J. E. Caplen, "Efficient cladding pumping of an Er³⁺ fibre", Proc. 21st Eur. Conf. on Opt. Comm., ECOC'95, Brussels, 1995

- [89] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power", *Optics Letters*, Vol. 26, No. 17, 2001
- [90] C. Li, D. Shen, N. S. Kim, and K-I. Ueda, "Analysis of high-power double-clad fiber lasers side-pumped by multiple diode-lasers in V-groove configuration", *Proc. CLEO Pacific Rim' 99*
- [91] N. S. Kim, M. Prabhu, C. Li, J. Song, D. Shen, and K-I Ueda, "Absorption characteristic of high-power disc fiber laser by side-pumping of laser diode", *Proc. CLEO Pacific Rim' 99*
- [92] L. Goldberg, J. P. Koplow, and R. P. Moeller, D. A. V. Kliner, "High-power superfluorescent source with a side-pumped Yb-doped double-cladding fiber", *Optics Letters*, Vol. 23, No. 13, 1998
- [93] Y. J.-G. Deiss, C. M. McIntosh, G. M. Williams and J.-M. P. Delavaux, "Gain flatness of a 30 dBm tandem Er^{3+} - $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ double-clad fiber amplifier for WDM transmission", *Anaheim, OFC'02*, 2002
- [94] R. Lebrech, B. Landousies, T. Georges, and E. Delevaque, "Theoretical Study of the Gain Equalization of a Stabilized Gain EDFA for WDM Applications", *J. Lightwave Tech.*, Vol. 15, No. 5, 1997
- [95] T. Georges and E. Delevaque, "Analytic modelling of high-gain erbium-doped fiber amplifiers", *Optics Letters*, Vol. 15, No. 16, 1992
- [96] M. Peroni and M. Tamburrini, "Gain in erbium-doped fiber amplifiers: simple analytical solution for the rate equations", *Optics Letters*, Vol. 15, No. 15, 1990
- [97] A. A. M. Saleh, R. M. Jopson, J. D. Evankow and J. Aspell, "Modeling of Gain in Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Phot. Technol. Let.* Vol. 2, No. 10, 1990
- [98] P. R. Morkel and R. I. Laming, "Theoretical modelling of erbium-doped fiber amplifiers with excited-state absorption", *Optics Letters*, Vol. 14, No. 19, 1989
- [99] A. Bjarklev, S. L. Hansen, J. H. Povlsen, "Large signal modeling of an Erbium doped fibre amplifier", *SPIE Vol. 1171*, 1989
- [100] T. Pfeiffer and H. Bülow, "Analytical Gain Equation for Erbium-Doped Fiber Amplifiers Including Mode Field Profiles and Dopant Distribution", *IEEE Phot. Technol. Let.* Vol. 4, No. 5, 1992
- [101] E. Desurvire and J. R. Simpson, "Amplification of Spontaneous Emission in Erbium-Doped Single-Mode Fibers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 7, No. 5, 1989
- [102] E. Desurvire, J. W. Sulhoff, J. L. Zyskind, and J. R. Simpson, "Study of Spectral Dependence of Gain Saturation and Effect of Inhomogeneous Broadening in Erbium-Doped Aluminosilicate Fiber Amplifiers", *IEEE Phot. Technol. Let.*, Vol. 2, No. 9, 1990

- [103] M. J. F. Digonnet and C. J. Gaeta, "Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators", *Applied Optics*, Vol. 24, No. 3, 1985
- [104] M. J. F. Digonnet, "Theory of operation of three- and four-level fiber amplifiers and sources", *SPIE Vol. 1171*, 1989
- [105] M. Horowitz, C. R. Menyuk, and S. Keren, "Modeling the Saturation Induced by Broad-Band Pulses Amplified in an Erbium-Doped Fiber Amplifier", *IEEE Phot. Technol. Let.*, Vol.11, No. 10, 1999
- [106] Y. Maigron and J. F. Marcereou, "Model of gain dynamics in EDFAs", *Technical Digest of Optical Amplifiers and their Applications (OAA'92)*, FD3-1, 1992
- [107] E. Desurvire, C. R. Giles and J. R. Simpson, "Gain dynamics of erbium-doped fiber amplifiers", *SPIE Vol. 1171*, 1989
- [108] C. R. Giles, E. Desurvire, "Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 9, 1991
- [109] C. Barnard, P. Myslinski, J. Chrostowski, and M. Kavehrad, "Analytical Model for Rare-Earth-Doped Fiber Amplifiers and Lasers", *IEEE J. of quantum Elect.*, Vol. 30, No. 8, 1994
- [110] V. M. Paramonov, A. S. Kurkov, M. Yu. Tsvetkov, I. D. Zalevsky "Broadband source based on Yb-doped double-clad fibers", 2002
- [111] I. N. Duling, R. P. Moeller, W. K. Burns, C. A. Villarruel, L. Goldberg, E. Snitzer, and H. Po, "Output Characteristics of Diode Pumped Fiber ASE Sources", *IEEE J. of Quant. Electronics*, Vol. 27, No. 4, 1991
- [112] E. Desurvire, M. Zirngibl, H. M. Presby, and D. DiGiovanni, "Characterization and Modeling of Amplified Spontaneous Emission in Unsaturated Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Phot. Technol. Letters*, Vol. 3, No. 2, 1991
- [113] J. Nilsson and B. Jaskorzynska, "Modeling and optimisation of low-repetition-rate high-energy pulse amplification in cw-pumped erbium-doped fiber amplifiers", *Optics Letters*, Vol. 18, No. 24, 1993
- [114] T. Miyazaki, K. Inagaki, Y. Karasawa, and M. Yoshida, "Nd-Doped Double-Clad Fiber Amplifier at 1.06 μm ", *J. of Lightwave Technol.*, Vol. 16, No. 4, 1998
- [115] M. J. F. Digonnet, "Theory of Superfluorescent Fiber Lasers", *J. of Lightwave Technology*, Vol. 4, No. 11, 1986
- [116] R. G. Smith, "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering", *Applied Optics*, Vol. 11, No. 11, 1972
- [117] D. Cotter, "Observation of stimulated Brillouin scattering in low-loss silica fibre at 1.3 μm ", *Elect. Letters*, Vol. 18, No. 12, 1982

- [118] V. P. Gapontsev, N. S. Platonov, M. Vyatkin, M. Meleshkevitch, D. Spinov and I. Zaitsev, "3W saturation power polarisation maintaining 1060nm Ytterbium fiber amplifier", Part of the SPIE Conference on Free-Space Laser Com. Tech., SPIE Vol. 3615, San Jose, 1999
- [119] S. Magne, M. Druetta, J. P. Goure, J. C. Thevenin, P. Ferdinand, G. Monnom, "An ytterbium-doped monomode fiber laser : amplified spontaneous emission, modelling of the gain and tunability in an external cavity", J. of Luminescence 60&61, 1994
- [120] D. G. Heflinger, M. G. Wickham, G. W. Hollerman, "Apparatus for optically pumping an optical fiber from the side", United States Patent, TRW Inc, US 6,243,515 B1, 2001
- [121] R. Oron and A. A. Hardy, "Rayleigh backscattering and amplified spontaneous emission in high-power ytterbium-doped fiber amplifier", J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 16, No. 5, 1999
- [122] M. E. Fermann, F. Haberl, M. Hofer, and H. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror", Optics Letters, Vol. 15, No. 13, 1990.
- [123] A. Hideur, T. Chartier, Cafer Ozkul, F. Sanchez, "Dynamics and stabilization of a high power side-pumped Yb-doped double-clad fiber laser", Optics Com., 2000
- [124] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, N. S. Platonov, V. P. Gapontsev, P. J. Nacher, G. Tastevin, M. Leduc and M. J. Barlow, "1083nm ytterbium doped fibre amplifier for optical pumping of helium", Elec. Let., Vol. 33, No. 9, 1997
- [125] R. Paschotta, D. C. Hanna, P. De Natale, G. Modugno, M. Inguscio, P. Laporta, "Power amplifier for 1083nm using ytterbium doped fibre", Optics Com., Vol. 136, 1997
- [126] J. S. Major Jr and D. F. Welch, "Singlemode InGaAs/GaAs distributed Bragg reflector laser diodes operationg at 1083nm", Elec. Letters, Vol. 29, No. 24, 1993
- [127] Catalogue commercial de Koheras
- [128] S. V. Chernikov, Y. Zhu, J. R. Taylor, V. P. Gapontsev, "Supercontinuum sefl-Q-switched ytterbium fiber laser", Optics Letters, Vol. 22, No. 5, 1997
- [129] P. Le Boudec, F. Sanchez, P-L François, J-F Bayon, G. M. Stephan, "Dynamique des lasers à fibre dopée à l'erbium", Annales des télécom., Vol. 49, N° 3 et 4, 1994
- [130] K. Furusawa, A. Malinowski, J. H. V. Price, T. M. Monro, J. K. Sahu, J. Nilsson, D. J. Richardson, "Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding", Optics Express, Vol. 9, No. 13, 2001
- [131] A. S. Kurkov, O. I. Medvedkov, S. A. Vasiliev, V. M. Paramonov, D. A. Gruh, E. M. Dianov, A. N. Guryanov, A. A. Umnikov, "Multimode fiber lasers based on the Bragg gratings and Yb-doped double-clad fibers", 2002

- [132] T. Mizunami, T. V. Djambova, T. Niiho, and S. Gupta, "Bragg Gratings in Multimode and Few-Mode Optical Fibers", *J. Lightwave Technology*, Vol. 18, No. 2, 2000
- [133] A. Bertoni, G. C. Reali, "A model for the optimization of double-clad fiber laser operation", *Appl. Phys. B* 66, pp547-554, 1998
- [134] L. Zenteno, "High-Power Double-Clad Fiber Lasers", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 11, No. 9, 1993
- [135] E. Rochat, R. Dändliker, K. Reinhard, H. Czichy, U. Roth, D. Costantini, and R. Holzner, "Fiber Amplifiers for Coherent Space Communication", *IEEE J. Selected Topics In Quantum Elect.*, Vol. 7, No. 1, 2001
- [136] H. Zellmer, A. Tünemann, H. Welling, "Double-Clad Fiber Laser with 30 W Output Power", *OSA TOPS Vol. 16, Optical Amplifiers and Their Applications*, 1997
- [137] L. Goldberg and J. P. Koplow, "Highly efficient 4-W Yb-doped fiber amplifier pumped by a broad-stripe laser diode", *Optics Letters*, Vol. 24, No. 10, 1999
- [138] M. Muendel, B. Engstrom, D. Kea, B. Laliberte, R. Minns, R. Robinson, B. Rockney, Y. Zhang, R. Collins, P. Gavrilovic, A. Rowley, "35-Watt CW Singlemode Ytterbium Fiber Laser at 1.1 μm ", *Proc. CLEO'97*, 1997
- [139] H. Zellmer, U. Willamowski, A. Tünemann, and H. Welling, S. Unger, V. Reichel, H.-R. Müller, and J. Kirchhof, P. Albers, "High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 9.2 W with high beam quality", *Optics Letters*, Vol. 20, No. 6, 1995
- [140] M. Auerbach, D. Wandt, C. Fallnich, H. Welling, and S. Unger, "High-power tunable narrow lobe width ytterbium-doped double-clad fiber laser", *Opt. Commun.*, Vol. 195, pp. 437-441, 2001
- [141] N. S. Kim, T. Hamada, M. Prabhu, C. Li, J. Song, K.-I. U, H. J. Kong, "Numerical analysis and experimental results of output performance for Nd-doped double clad fiber lasers", *Optics Com.*, pp 329-337, 2000
- [142] G. M. Stephan, "Semiclassical study of the laser transition", *Phys. Review A*, Vol. 55, No. 2, 1997
- [143] W. W. Rigrod, "Homogeneously Broadened CW Lasers with Uniform Distributed Loss", *IEEE J. of Quantum Elec.*, Vol. QE-14, No. 5, 1978
- [144] Y. Jaouën, G. Kulcsar, "High-power sub-picosecond pulse generation using cladding-pumped $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ co-doped fiber amplifier", *Sousmis à OPN*
- [145] D. Marcuse, "Pulsing Behavior of a Three-Level Laser With Saturable Absorber", *IEEE J. of Quantum Elect.* Vol. 29, No. 8, 1993
- [146] D. T. Walton, J. Nees, and G. Mourou, "Broad-bandwidth pulse amplification to the 10- μJ level in an ytterbium-doped germanosilicate fiber", *Optics Letters*, Vol. 21, No. 14, 1996

- [147] D. C. Hanna, R. G. Smart, P. J. Suni, A. I. Ferguson and M. W. Phillips, "Measurements of fibre laser losses via relaxation oscillations", *Optics Com.* Vol. 68, No. 2, 1988
- [148] A. Johnstone, W. Lu, J. S. Uppal, and R. G. Harrison, "Sustained and bursting oscillations in stimulated Brillouin scattering with external feedback in optical fibre", *Optics Communications*, Vol. 81, No. 3, 4, 1991
- [149] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette, S. LaRochelle, and M. Têtu, "Room Temperature Multifrequency Erbium-Doped Fiber Lasers Anchored on the ITU Frequency Grid", *J. of Lightwave Technol.* Vol. 18, No. 6, 2000
- [150] A. Bellemare, M. Karasek, C. Riviere, F. Babin, G. He, V. Roy, and G. W. Schinn, "A Broadly Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Laser: Experimentation and Modeling", *IEEE J. on Selected Topics in Quantum Elec.* Vol. 7, No. 1, 2001
- [151] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Academic Press, second edition ed., 1995
- [152] P. Bayvel, P. M. Radmore, "Solutions of the SBS equations in single mode optical fibres and implications for fibre transmission systems", *Elect. Let.*, Vol. 26, No. 7, 1990
- [153] F. Auzel, "Materials and devices using double-pumped phosphors with energy transfer", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 61, No. 6, 1973
- [154] J. A. Alvarez-Charez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson, P. W. Turner, W. A. Clarkson, and D. J. Richardson, "High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser", *Optics Letters*, Vol. 25, No. 1, 2000
- [155] X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, B. Ozygus, and H. Weber, "Modeling of Diode-Pumped Actively Q-Switched Lasers", *IEE J. of Quantum Elect.*, Vol. 35, No. 12, 1999
- [156] A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, M. Salhi, C. Ozkul, F. Sanchez, "Mode-lock, Q-switch and CW operation of an Yb-doped double-clad fiber ring laser", *Optics Communications*, pp 141-146, 2001
- [157] T. Chartier, F. Sanchez, and G. Stéphan, "Bipolarized Nd-doped fibre laser : isomorphism between the two-site ion distribution and the truncated multi-site approaches", *Quantum Semiclass. Opt.*, Vol. 10, pp 71-78, 1998
- [158] F. Sanchez, B. Meziane, T. Chartier, G. Stephan, and P. L. François, "Output-coupling optimisation of Nd-doped fiber lasers", *Applied optics*, Vol. 34, No. 33, 1995
- [159] G. L. Bourdet, "Theoretical investigation of quasi-three-level longitudinally pumped continuous wave lasers", *Applied Optics*, Vol. 39, No. 6, 2000
- [160] G. Tastevin, in: *Proc. 31st EGAS conf.*, Marseille 1999, to be published in *Physica Scripta*.

- [161] M. Leduc, P. J. Nacher, and G. Tastevin, "Magnetic Resonance Imaging Using Polarized Noble Gases", *Laser Physics*, Vol. 8, No. 3, 1998
- [162] C. J. Mackechnie, W. L. Barnes, D. C. Hanna and J. E. Townsend, "High power ytterbium (Yb^{3+})-doped fibre laser operating in the 1.12 μm region", *Elect. Lett.*, Vol. 29, No. 1, 1993
- [163] J. Y. Allain, J. F. Bayon, P. Bernage, T. Georges, M. Monerie, P. Niay, "A 1-Watt Ytterbium-Doped CW Fiber Laser Operating At 1.02 μm ", *Optical amplifiers and their applications*, Yokohama, Japan, 1993
- [164] W. Lu, A. J. Johnstone, and R. G. Harrison, "Deterministic dynamics of stimulated scattering phenomena with external feedback", *Phys. Rev. A*, Vol. 46, No. 7, 1992
- [165] D. Yu, W. Lu, and R. G. Harrison, "Physical origin of dynamical Brillouin scattering in optical fibers with feedback", *Phys. Rev. A*, Vol. 51, No. 1, 1995
- [166] V. Gapontsev, V. Fomin, A. Ount, I. Samartsev, "100kW Ytterbium Fiber Laser", Part of the SPIE Conf. On Solid State Lasers VIII, San Jose, California, 1999
- [167] A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Phys. Rev.*, Vol. 112, 1958
- [168] V. I. Karpov, E. M. Dianov, V. M. Paramonov, O. I. Medvedkov, M. M. Bubnov, S. L. Semyonov, S. A. Vasiliev, V. N. Protopopov, O. N. Egorova, V. F. Hopin, A. N. Guryanov, M. P. Bashynski, and W. R. L. Clements, "Laser-diode-pumped phosphosilicate-fiber Raman laser with an output power of 1 W at 1.48 μm ", *Opt. Lett.*, Vol. 24, No. 13, 1999
- [169] R. Kashyap, "Fiber Bragg Gratings", *Optics and Photonics*, Academic Press, 1999
- [170] Y. Jaouën and Laurent du Mouza, "Transverse Brillouin Effect Produced by Electrostriction in Optical Fibers and Its Impact on Soliton Transmission Systems", *Optical Fiber Technology*, Vol. 7, pp141-169, 200
- [171] D. Inniss, D. J. DiGiovanni, T. A. Strasser, A. Hale, C. Headley, A. J Stentz, R. Pedrazzani, D. Tipton, S. G. Kosinski, D. L. Brownlow, K. W. Quoi, K. S. Kranz, R. G. Huff, R. Espindola, J. D. LeGrange, G. Jacobovitz-Veselka, D. Boggavarapu, X. He, D. Caffey, S. Gupta, S. Srinivasan, K. McEuen, and R. Patel, "Ultrahigh-Power Single-Mode Fiber Lasers from 1.065 to 1.472 μm using Yb-doped Cladding-Pumped and Cascaded Raman Lasers", CPD31-3, CLEO'97, 1997
- [172] R. H. Stolen and E. P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides", *Applied Physics letters*, Vol. 22, No. 6, pp 276-278, 1973
- [173] C. B. Layne, W. H. Lowdermilk, M. J. Weber, "Multiphonon relaxation of rare earth ions in oxyde glasses", *Phys. Rev. B*, Vol. 16, pp10-20, 1977
- [174] R. Reisfeld, C. K. Jorgensen, "Excited State Phenomena in Vitreous Materials", Elsevier, Amsterdam, pp 1-90, 1987

- [175] V. Dominic, S. McCormack, R. Waarts, S. Saunders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P. S. Yeh, E. Zucker, "110 W fibre laser", *Elect. Lett.*, Vol. 35, pp. 1158-1160, 1999.
- [176] E. Snitzer, "Proposed fiber cavities for optical masers", *J. Appl. Phys.*, Vol. 32, 1961
- [177] C. J. Koester, E. Snitzer, "Amplification in a fiber alser", *Appl. Opt.*, Vol. 3, 1964
- [178] J. Stones, C. A. Burrus, "Neodymium-doped silica lasers en end-pumped fiber geometry", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 23, 1973
- [179] R. Y. Chiao, C. H. Townes, and B. P. Stoicheff, "Stimulated Brillouin Scattering and Coherent Generation of Intense Hypersonic Waves", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 12, No. 21, 1964
- [180] S. B. Poole, D. N. Payne, M. E. Fermann, "Fabrication of low-loss optical fibres containing rare earth ions", *Elect. Lett.*, Vol. 21, 1985
- [181] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, D. N. Payne, "Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers", *Elect. Lett.*, Vol. 21, 1985
- [182] R. H. Stolen, "Nonlinear properties of optical fibers", In *Optical Fiber Telecommunications*, Academic Press, New York, 1979
- [183] J. L. Zyskind, V. Mizrahi, D. J. DiGiovanni, J. W. Sulhoff, "Short single frequency erbium doped fiber laser", *Elect. Lett.*, Vol. 28, 1992
- [184] H. Po, E. Snitzer, R. Tumminelli, L. Zenteno, F. Hakimi, N. M. Cho, T. Haw, "Double-clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAlAs phased array", *Proc. Optical Fiber Communication '89*, Postdeadline paper PD7, 1989
- [185] S. G. Grubb, T. Erdogan, V. Mizrahi, T. Strasser, W. Y. Cheung, W. A. Reed, P. J. Lemaire, A. E. Miller, S. G. Kosinski, G. Nykolak, P. C. Becker, and D. W. Peckham, "1,3 μm cascaded Raman amplifier in germanosilicate fibers", *Optical Amplifiers and Their Applications*, Vol. 14, 1994
- [186] R. A. Bergh, H. C. Lefevre, H. J. Shaw, "An overview of the fiber-optic gyroscope", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 2, 1984
- [187] E. A. Swanson, J. A. Izatt, M. R. Hee, D. Huang, C. P. Lin, J. S. Schuman, C. A. Puliafito, J. G. Fujimoto, "In vivo retinal imaging by optical coherence tomography", *Opt. Lett.*, Vol. 18, 1993
- [188] K. Takada, M. Shimizu, M. Yamada, A. Himeno, and K. Yukimatsu, "Ultrahigh-sensitivity low coherence OTDR using Er^{3+} -doped high-power superfluorescent fibre source", *Electron. Lett.*, Vol. 28, 1992
- [189] D. C. Hall, W. K. Burns, R. P. Moeller, "High-stability Er^{3+} -doped superfluorescent fiber sources", *J. Lightwave Technol.*, Vol. 13, 1995

- [190] M. J. F. Digonnet, K. Liu, "Analysis of a 1060 nm Nd-SiO₂ superfluorescent fiber laser", J. Lightwave Technol., Vol. 7, 1989
- [191] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, V. P. Gapontsev, B. E. Bouma, J. G. Fijimoto, "A 75-nm 30-mW superfluorescent ytterbium fiber source operating around 1,06 μm ", Proceedings on Conf. On Lasers and Electro-Optics, CLEO'97, 1997
- [192] Y. Shi, O. Poulsen, "High-power broadband singlemode Pr³⁺-doped fiber superfluorescence light source", Electron. Lett., Vol. 29, 1993
- [193] G. A. Ball, W. W. Morey, "Compression-tuned single frequency Bragg grating fiber laser", Opt. Lett., Vol. 19, 1994
- [194] L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole, D. N. Payne, "Tunable single-mode fiber lasers", IEEE J. Lightwave Technol., LT4, 1986
- [195] R. Wyatt, "High-power broadly tunable erbium-doped silica fibre laser", Electron. Lett., Vol. 25, 1989
- [196] A. Assey, H. Storoy, J. T. Kringlebotn, W. Margulis, B. Sahlgren, R. Stubbe and G. Edwall, "10cm Yb³⁺ DFB fibre laser with permanent phase shifted grating", Elect. Lett., Vol. 31, No. 12, 1995
- [197] P. R. Morkel, G. J. Cowle, D. N. Payne, "Traveling-wave erbium fibre ring laser with 60 kHz linewidth", Electron. Lett., Vol. 26, 1990
- [198] Z. J. Chen, A. B. Grudini, J. Porta, and J. D. Minelly, "Enhanced Q switching in double-clad fiber lasers", Optics Lett., Vol. 23, No. 6, 1998
- [199] V. Mizrahi, D. J. DiGiovanni, R. M. Atkins, S. G. Grubb, Y. K. Park, J. M. P. Delavaux, "Stable single-mode erbium fiber-grating laser for digital-communication", J. Lightwave Technol., Vol. 11, 1992
- [200] L. Luo, P. L. Chu, "Passive Q-switched erbium-doped fibre laser with saturable absorber", Opt. Comm., Vol. 161, 1999
- [201] J. Zhang, and J. W. Y. Lit, "Compound-fiber ring resonator: theory", J. Opt. Soc. A., Vol. 11, 1994
- [202] M. Ibsen, B. J. Eggleton, M. G. Sceats, and F. Ouellette, "Broadly tunable DBR fibre laser using sampled fibre Bragg gratings", Electron. Lett., Vol. 31, 1995
- [203] F. Favre, D. Le guen, J-C. Simon, B. Landousies, Electronics letters, 1986
- [204] I. Zawischa, K. Plamann, C. Fallnich, H. Welling, H. Zellmer, A. Tünnermann, "All-solid-state neodymium-based single-frequency master-oscillator fiber power-amplifier system emitting 5.5 W of radiation at 1064 nm", Optics Letters, Vol. 24, No. 7, 1999
- [205] D. J. Ripin, L. Goldberg, "High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded v-grooves", Elect. Lett., Vol. 31, No. 25, 1995

- [206] A. A. Fortiadi, R. V. Kiyan, “Cooperative stimulated Brillouin and Rayleigh backscattering process in optical fiber“, Optics Letter, Vol. 23, No. 23, 1998
- [207] A. Hideur, “Etude et realisation de lasers à fibre de puissance”, Thèse de l’université de Rennes I, 2001
- [208] A. Hideur, “All-fiber tunable ytterbium-doped double-clad fiber ring laser”, Optics Letters, Vol. 26, No. 14, 2001
- [209] M. Ikezouhene, B. Meziane, G. Stephan, “Dynamical response of modulated Nd-doped kilometric-fibre lasers”, Opt. Quant., Vol. 28, 1996

Abstract

This work deals with the study and the development of high-power Ytterbium-doped double-clad fiber lasers and amplifiers.

The first chapter concerns the passive characterization of the fiber. We give the spectroscopic of Ytterbium ion in silicate host. Then, we present the experimental set-up and results from characterization. We present double-clad specific parameters like mode mixing. Lastly, we do a comparative study of the mains coupling technologies of the pump in the fiber.

The second chapter concerns amplifiers. We develop a numerical model which achieves to characterize and optimize the amplifier with continuous pumping and continuous signal. Then we check the agreement between the model and the experimental results. We study the effects of intrinsic and extrinsic fiber parameters. We point out the Brillouin effects. At last, we give the parameters which achieves to optimize the amplifier in single stage and double stage configuration.

The third chapter concerns lasers. First, we extend the model to the laser with homogeneous gain medium. Then we check the validity of the model in the case of a 1 W Fabry-Pérot laser. We present the multimode 1083 nm fiber laser for helium pumping. We study the effect of different parameters on the spectral envelop, and compare the results with the model. We analyze the dynamic of the laser. We give theoretical and experimental results on ring laser, and finish with a laser for pumping of a Raman resonator.

Key words :

Fiber amplifier, Fiber laser, Double-clad fiber, Mode mixing, Brillouin scattering, Superfluorecent source, Ring laser, Helium pumping, Multimode laser line, Ytterbium

Title :

Study of high-power Ytterbium doped double clad fiber lasers and amplifiers in the 1 μm window.

Résumé

Cette thèse présente les travaux effectués pour développer et optimiser des amplificateurs et lasers 1 μm de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium.

Le premier chapitre traite de la caractérisation passive de la fibre. Nous donnons les caractéristiques spectroscopiques de l'ion Ytterbium dans une matrice de silice. Nous présentons ensuite les moyens et résultats de caractérisation des fibres utilisées. Nous discutons ensuite certaines spécificités associées aux fibres double gaine, comme le mélange de mode. Enfin, nous faisons l'étude comparative des principales techniques d'injection de la pompe.

Le second chapitre traite des amplificateurs. Nous présentons le modèle numérique de l'amplificateur dans le cas d'un régime de pompage continu et d'amplification de signaux continus. Puis, nous donnons les résultats expérimentaux permettant de le valider. Nous étudions, ensuite, l'influence des paramètres intrinsèques et extrinsèques à la fibre. Nous mettons l'accent sur les effets limitatifs du Brillouin généré. Enfin, nous présentons les paramètres permettant d'optimiser le fonctionnement des amplificateurs dans une structure simple et double étage.

Le troisième chapitre traite des lasers. Nous commençons par étendre le modèle développé au cas du laser à gain homogène. Nous validons, tout d'abord, le modèle avec les résultats issus d'un laser en cavité Fabry-Pérot de 1 W, puis, nous optimisons ses paramètres. Nous présentons, ensuite, le laser multimode à 1083 nm pour le pompage optique de l'hélium. Nous étudions l'effet de divers paramètres sur la largeur d'enveloppe mesurée, et confrontons les résultats au modèle numérique. Nous abordons l'étude des instabilités observées et l'analyse de leurs origines. Nous continuons par présenter les résultats théoriques et expérimentaux d'un laser en anneau. Enfin, nous étudions un laser pour le pompage d'un résonateur Raman.

Mots clefs :

Amplificateur à fibre, Laser à fibre, Fibre double gaine, Mélange de modes, Diffusion Brillouin, Source superfluorescente, Laser en anneau, Pompage optique de l'hélium, largeur spectrale multimode, Ytterbium